

Tese de  
Doutorado

**Separação de prótons de fótons primários  
de altas energias  
no Observatório Pierre Auger**

**Fernando Joel Vizcarra Sigvas**

**Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas**

**Rio de Janeiro, Agosto de 2004.**

*para*  
*May e Clyde*

## Agradecimentos

- Aos que contribuíram e contribuem na minha formação profissional e pessoal
- Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao CBPF por ter me permitido ser um dos seus alunos e ao CNPq pelo apoio financeiro.
- Ao meu orientador Ronald Cintra Shellard pelo conhecimento transmitido e pela grande motivação pela pesquisa .
- A Marcia Amaral, e o grupo Auger da UFRJ.
- A minha família, que sempre me deram o seu apoio.
- Aos meus colegas e amigos de sala que de alguma forma me apoiaram neste trabalho.
- Ao pessoal do CFC, e do CLAFEX.

*Erros são no final das contas,  
fundamentos da verdade  
Carl J. Jung*

# Resumo

A origem dos raios cósmicos de altíssimas energias ( $E > 10^{17}$ eV) é um enigma. O Observatório Auger está sendo construído para obter medidas de significância estatística e resolver o enigma. Uma questão chave no estudo destes raios cósmicos é a identificação da sua natureza primária. Este trabalho tem como objetivo obter um método para a identificação deles, usando a informação fornecida pelo detector de superfície do Observatório Auger

# Abstract

The High Energy Cosmic Rays origin ( $E > 10^{17}$ eV) is a puzzle. The Auger Observatory is designed to gather the data needed to solve that puzzle. One of the keys is the identification of the primary component. The goal of this work is to design a method for the primary identification, using data which is supplied by the surface detector of the Auger Observatory

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>O Observatório Pierre Auger</b>	<b>6</b>
2.1	A configuração do Observatório Sul . . . . .	10
2.1.1	Detectores de Superfície . . . . .	10
2.1.2	Detectores de Fluorescência . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Aspectos Teóricos</b>	<b>16</b>
3.1	Anatomia dos Raios Cósmicos . . . . .	16
3.1.1	Aceleração e Propagação dos Raios Cósmicos . . . . .	17
3.1.2	Mecanismos de aceleração . . . . .	22
3.2	Mecanismos de aceleração dos fótons primários . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Composição dos Raios Cósmicos Primários de <math>E &gt; 10^{17}</math>eV</b>	<b>35</b>
4.1	Conteúdo de Partículas dos Chuveiros Atmosféricos . . . . .	35
4.1.1	Massa Primária . . . . .	37
4.1.2	Os múons nos Chuveiros Atmosféricos . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Chuveiros atmosféricos</b>	<b>43</b>
5.1	Características básicas das cascatas . . . . .	43
5.2	Propriedades dos Chuveiros . . . . .	47
5.2.1	Estrutura Espacial do Chuveiro . . . . .	48
5.2.2	Estrutura Temporal da Frente do Chuveiro . . . . .	49
5.3	Função de Distribuição Lateral no Haverah Park . . . . .	50
5.3.1	Determinação da Função Lateral de Distribuição no Haverah Park (HP) . . . . .	51
5.3.2	Atenuação dos chuveiros na atmosfera . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Técnicas para a Medida de Chuveiros Atmosféricos com os Detectores de Superfície</b>	<b>57</b>
6.1	Radiação Cerenkov . . . . .	57
6.2	Rede de Detectores de Superfície . . . . .	59
6.3	Descrição do Detector Cerenkov . . . . .	61
6.4	Ferramentas Usadas na Simulação . . . . .	62
6.4.1	AIRES: Um sistema para à Simulação de Chuveiros Atmosféricos . . . . .	62
6.4.2	Amostra estatística de partículas : O algoritmo <i>thinning</i> . . . . .	67
6.4.3	O Programa Sample . . . . .	72

6.5	Flutuações Naturais e Artificiais no Detector de Superfície . . . . .	76
6.5.1	Classificação das flutuações . . . . .	78
6.5.2	Tendenciosidade da amostragem . . . . .	79
<b>7</b>	<b>Identificação das Componentes Primárias</b>	<b>83</b>
7.1	Separação fóton-próton no observatório Auger . . . . .	84
7.2	O efeito LPM . . . . .	85
7.2.1	Diferenças entre os chuveiros atmosféricos produzidos pelos fótons e os produzidos pelos hádrons . . . . .	88
7.2.2	Análise dos Observáveis medidos nos detetores de Superfície . . . . .	89
7.3	Função de Distribuição Lateral (LDF) . . . . .	90
7.4	Curvatura . . . . .	94
7.5	<i>Risetime</i> . . . . .	97
7.6	Método para o processo de separação de prótons dos fótons . . . . .	102
7.7	Análise e Resultados . . . . .	103
7.7.1	Determinação da energia a partir do valor de $S_{1000}$ . . . . .	105
7.7.2	Determinação da inclinação $\eta(\theta)$ . . . . .	120
7.7.3	Análise e comparação da curvatura para cada primário . . . . .	126
7.8	Combinação das variáveis $\eta(\theta)$ e $\gamma_c$ para a identificação do primário . . . . .	127
7.8.1	Método de Fisher . . . . .	127
7.8.2	Identificação dos primários usando o método de Fisher . . . . .	130
7.9	Tabelas de Dados . . . . .	134
<b>8</b>	<b>Conclusões</b>	<b>140</b>

# Lista de Figuras

1.1	Escalas de distâncias . . . . .	2
2.1	Representação esquemática do detector híbrido dentro do Projeto Auger . . . . .	9
2.2	tanque Cerenkov . . . . .	11
2.3	Mapa do campus <i>Pampa Amarilla</i> , onde cada ponto representa um elemento do detector de superfície. Os quatro telescópios estão localizados no Cerro Los Leones, a sudoeste do sítio, no Cerro Los Morados, a leste, no Cerro Coihuecos na ponta a noroeste e no ponto indicado por Loma Amarilla, na parte Norte da área. . . . .	12
2.4	Prédio principal do campus <i>Pampa Amarilla</i> , em Malargüe, Argentina. No salão superior, à esquerda do prédio, fica o centro de controle do observatório. . . . .	13
2.5	a) Edifício no Cerro Los Leones antes da instalação dos telescópios em cada uma das seis janelas (que estão vedadas na foto). A antena proeminente é a torre de comunicações com os tanques, em uma região da ordem de 1/4 da área da rede de detectores de superfície. b) Corte esquemático do telescópio do detector de luz fluorescente, mostrando o diafragma, o espelho e a câmara. Os raios de luz vindos de uma dada direção são focalizados na superfície da câmara com uma mancha de cerca de $0,5^\circ$ de diâmetro. . . . .	14
3.1	Espectro diferencial de Energia dos raios cósmicos . . . . .	18
3.2	Atenuação da energia dos prótons . . . . .	21
3.3	Aceleração causada pelo movimento de uma nuvem parcialmente ionizada . . . . .	27
3.4	Aceleração no plano do frente de choque . . . . .	27
3.5	Tamanho e Força do Campo Magnético de possíveis lugares para a Aceleração de Partículas. Objetos debaixo as linhas diagonais não podem acelerar partículas até $10^{20}$ por aceleração de choque . . . . .	31
4.1	Perfil esquemático de um chuva atmosférico. As linhas ininterruptas mostram o desenvolvimento do número de $e^\pm$ (para chuvas iniciados tanto por prótons como núcleos de ferro), em função da profundidade da atmosfera; e as linhas curtadas mostram os múons (dos mesmos primários), a energia de ambos primários é de $E_0 \sim 10^7 GeV$ . . . . .	39



5.1	Modelo Esquemático dos Processos de Geração de Partículas em uma Cascata. Uma partícula de alta energia entra na atmosfera, produzindo um chuveiro, o qual basicamente se divide em três categorias; a cascata nucleônica que consiste do próprio primário ao qual chamaremos de núcleon líder, a cascata piônica, e a cascata eletromagnética. Nesta figura se mostra os processos de forma muito simplificada. . . . .	44
5.2	Modelo Esquemático para a Cascata Eletromagnética . . . . .	45
5.3	Dados de 8 ângulos zênites, para a determinação da Função de Distribuição Lateral. . . . .	54
5.4	Função de Distribuição Lateral para $\rho_r$ ajustada para uma faixa de chuveiros com $\theta < 20^\circ$ . Os chuveiros dos extremos mostrados na figura têm energias de $3 \times 10^{17}$ eV e $2.7 \times 10^{19}$ eV( $\times$ ). A linha tracejada em $r = 600$ m mostram a relação de $\rho_{600}$ com o conjunto de medidas para cada chuveiro [11] . . . . .	55
5.5	Variação da função de distribuição $\rho_r$ entre valores extremos do ângulo zênite $\theta$ . [11] . . . . .	56
6.1	Efeito Cerenkov. . . . .	58
6.2	Modelo Geométrico do Efeito Cerenkov. . . . .	60
6.3	Sistema de Coordenadas usadas no programa de simulação AIRES. . . . .	64
6.4	Efeito do thinning nas flutuações do número de partículas carregadas que cruzam diferentes níveis de observação durante o desenvolvimento do chuveiro. As figuras mostram a média de dez chuveiros verticais iniciados por um próton com uma energia de $10^{19}$ eV. As figuras (a), (b), (c), (d), correspondem a $E_{th}/E_{prim} = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-6}$ e $10^{-7}$ . . . . .	71
6.5	Efeito do thinning sobre as flutuações da função de distribuição lateral dos elétrons e positrons, nas mesmas condições que na figura (6.4) . . . . .	72
6.6	Efeito do thinning sobre as flutuações da função de distribuição lateral dos múons, nas mesmas condições que na figura (6.4) . . . . .	73
6.7	Efeito do algoritmo estendido do AIRES sobre as flutuações da função lateral dos elétrons e positrons. Os gráficos correspondem a chuveiros iniciados por um próton vertical com energia de $10^{19}$ eV e um <i>thinning</i> relativo de $E_{th}/E_{prim} = 10^{-5}$ e diferentes fatores de peso ( $W_f^{(EM)} = W_f^{(H)} = W_f$ ) as linhas contínuas corresponde a simulações feitas em condições similares, usando o algoritmo de Hillas para um <i>thinning</i> relativo de $10^{-7}$ . A largura das linhas corresponde à média ( $\pm$ )RMS dos valores medidos . . . . .	73
6.8	Zona de amostragem associada ao tanque no nível do solo. (figura extraída do GAP-2000-025) . . . . .	76
6.9	tendenciosidade na amostragem da densidade de partículas . . . . .	81
6.10	tendenciosidade na amostragem do sinal temporal . . . . .	81
7.1	Efeito LPM sobre um conjunto de chuvas gamma de 1000EeV . . . . .	85
7.2	Comprimento de atenuação para os fótons, prótons e núcleos de ferro (para diferentes radiações de fundo; infra-vermelho, micro ondas, e ondas de rádio) em função da energia . . . . .	86
7.3	Distribuição de partículas que atingem o solo para chuveiros produzidos por 4 prótons primários de 1 TeV. O eixo do chuveiro esta no ponto $X = 0, Y = 0$	89

7.4	Distribuição de partículas que atingem o solo para chuveiros produzidos por 4 fótons primários de 1 TeV. O eixo do cluveiro esta no ponto $X = 0, Y = 0$	90
7.5	Comparação das funções de distribuição lateral para os diferentes tipos de primário A)próton, B)fótons	92
7.6	função de distribuição lateral para um fóton primario a diferentes energias. O figura esta em log-log	93
7.7	função de distribuição lateral para um próton primario a diferentes energias. O figura esta em log-log	93
7.8	esquema da curvatura da frente do chuveiro	95
7.9	comparação da $C_F$ (curvatura de um fóton primário) com $C_P$ (curvatura de um próton primário) obtidas das simulações.	96
7.10	aproximação da curvatura da frente do chuveiro	97
7.11	signal do risetime para fótons e prótons primarios para detectores entre 600 e 800 metros ao eixo do chuveiro ( $t$ esta em bins de 25 ns).	98
7.12	signal do risetime para fótons e prótons primarios para detectores entre 600 e 800 metros ao eixo do chuveiro ( $t$ esta em bins de 25 ns).	99
7.13	signal do risetime ( $t_{50}$ ) para fótons e prótons primarios em função à distância ao eixo do chuveiro ( $t$ esta em bins de 25 ns).	100
7.14	signal do risetime ( $t_{50}$ ) para fótons e prótons primarios em função à distância ao eixo do chuveiro ( $t$ esta em bins de 25 ns).	101
7.15	modelo do arquivo de entrada para o programa AIRES. No esquema pode-se ver as características do primário que vai ser simulado.	104
7.16	Figura esquematica do comportamento dos sinais eletromagnético e múonico para diferentes distâncias do núcleo do chuveiro	106
7.17	Figura esquematica dos resultados das simulações para os sinais de $S(r)$ tanto como para chuveiros de prótons como para chuveiros de ferro	107
7.18	figura esquematica $\log(S_{1000})$ vs $\log(E_{primária})$ feito com as simulações	107
7.19	grafico de $S_{1000}$ como função da energia do primário(log-log), obtido com as simulações do Aires para chuveiros verticais com energia entre 10 e 300 EeV para para prótons(A) e fótons(B) primários.	108
7.20	Variação de $S_{1000}$ em função da energia para diferentes valores do ângulo $\theta$ para o caso dos prótons primários	110
7.21	Variação de $S_{1000}$ em função da energia para diferentes valores do ângulo $\theta$ para o caso dos prótons primários	111
7.22	Variação de $S_{1000}$ em função da energia para diferentes valores do ângulo $\theta$ para o caso dos fótons primários	112
7.23	Variação de $S_{1000}$ em função da energia para diferentes valores do ângulo $\theta$ para o caso dos fótons primários	113
7.24	Variação do parâmetro $\beta$ em função do ângulo $\theta$ para (A) prótons primários, e (B) fótons primários	114
7.25	$S_{1000}$ vs $\theta$ para o caso dos prótons primários	117
7.26	$S_{1000}$ vs $\theta$ para o caso dos fótons primários	118
7.27	$S_{1000}/E^\beta$ vs $1/\cos\theta$ para o caso dos prótons(A) e fótons primários(B)	119
7.28	Precisão no cálculo da energia para o caso dos prótons primários	121
7.29	Precisão no cálculo da energia para o caso dos fótons primários	122
7.30	valor de $\eta$ como função de $\theta$ , para o próton primário a diferentes energias	123

7.31	valor de $\eta$ como função de $\theta$ , para o fóton primário a diferentes energias . .	124
7.32	valor de $\eta$ como função da inclinação $1/\cos(\theta)$ , para os diferentes primários	125
7.33	$\gamma_c$ vs $\theta$ para prótons e fótons primários . . . . .	126
7.34	Critério de separação de clases com o método de Fisher . . . . .	132
7.35	combinação das variáveis $\gamma_c$ vs $\eta$ obtidas com os detectores de superfície para eventos com $0 < \theta < 55$ deg, tanto para o caso dos prótons(A) e dos fótons(B) . . . . .	133

# Lista de Tabelas

5.1	Comparação da função de distribuição . . . . .	53
7.1	valores dos parâmetros da função de ajuste para o perfil resultante obtidos de dividir $S_{1000}/E^\beta$ para o conjunto de dados obtidos na simulação . . . . .	117
7.2	valores de a e b obtidos para o ajuste dos dados de $\eta$ como função de $1/\cos\theta$ usando a função $\eta = a + b/\cos\theta$ . . . . .	121
7.3	Resultados para próton primários com Energia de 1Eev . . . . .	134
7.4	Resultados para prótons primários com Energia de 3Eev . . . . .	134
7.5	Resultados para próton primários com Energia de 10Eev . . . . .	135
7.6	Resultados para prótons primários com Energia de 30Eev . . . . .	135
7.7	Resultados para prótons primários com Energia de 100Eev . . . . .	136
7.8	Resultados para prótons primários com Energia de 300Eev . . . . .	136
7.9	Resultados para fótons primários com Energia de 1Eev . . . . .	137
7.10	Resultados para fótons primários com Energia de 3Eev . . . . .	137
7.11	Resultados para fóton primários com Energia de 10Eev . . . . .	138
7.12	Resultados para fótons primários com Energia de 30Eev . . . . .	138
7.13	Resultados para fótons primários com Energia de 100Eev . . . . .	139

# Capítulo 1

## Introdução

A história dos raios cósmicos começa há mais de oitenta anos quando Victor Hess [1], fazendo experimentos em balões, identificou que parte da radiação ionizante, presente no ambiente, tinha origem extra-terrestre. Trinta anos depois, no início da década de 40, Pierre Auger [2] observou a correlação temporal entre raios cósmicos separados por dezenas de metros. Ele interpretou as chuvas de partículas secundárias como sendo produzidas pela interação de raios cósmicos energéticos com a atmosfera a grandes alturas. Estimando o tamanho desses chuviros atmosféricos, Auger concluiu que o espectro de energia das partículas se estende até energias maiores do que  $10^{15}$  eV. Em 1962, John Linsley, num experimento usando cintiladores espalhados por uma grande área, realizado em Volcano Ranch, nos Estados Unidos, mediu um chuviro atmosférico com uma energia da ordem de  $10^{20}$  eV [3]. Este evento extraordinário, passou despercebido por muitos anos na comunidade científica. Durante as últimas décadas do século XX um grande progresso foi conseguido na identificação dos raios cósmicos ultra-energéticos, medindo-os em vários experimentos, usando técnicas diferentes. No entanto, uma explicação consistente sobre a origem e natureza destes raios, ainda ilude os físicos. As dificuldades experimentais enfrentadas para este trabalho, a raridade de raios que permitam análise estatísticas

sólidas são parte dos problemas.

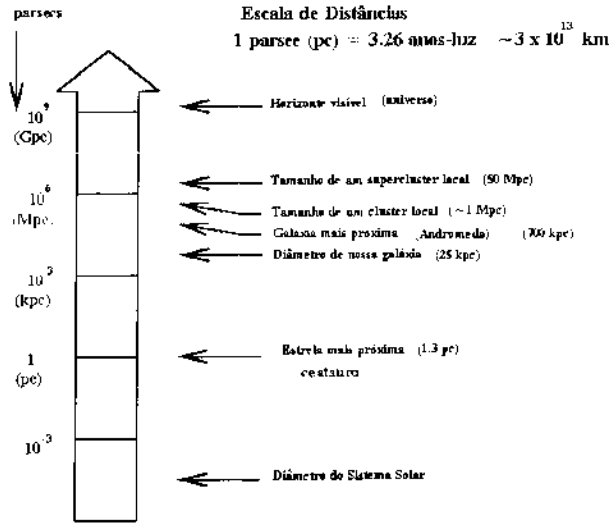


Figura 1.1: Escalas de distâncias

A formulação de modelos teóricos que descrevam a produção e a propagação de partículas primárias com energias maiores do que  $10^{18}$  eV é um desafio bastante difícil. Duas razões impõem obstáculos a esta tarefa. Por um lado, há o efeito GKZ [4]. Os raios cósmicos com energias acima de  $10^{19.5}$  eV têm um caminho livre menor do que 50 Mpc (150 milhões de anos luz, na figura (1.1) pode-se ver as escalas de distância), ao atravessar o espaço intergaláctico, uma distância pequena em escala cosmológica. Os raios cósmicos com carga elétrica não nula, não importa a natureza deles, perdem energias quando interagem com a radiação de micro-ondas de origem cosmológica, que banha o Universo à temperatura de  $2.7 \sim K$ . Os prótons atravessando esta radiação foto-produzem píons, enquanto que os núcleos se fotodesintegram via a ressonância de dipolo gigante e os fótons produzem pares  $e^+ e^-$ . Somente neutrinos podem propagar-se livremente. Portanto, as fontes dos raios cósmicos energéticos devem estar relativamente perto, a distâncias menores do que 50-100 Mpc, para que a energia das partículas não seja degradada na travessia até nós. Por outro lado, modelos da aceleração de prótons e dos núcleos nes-

As energias extremas ainda são muito difíceis de construir usando apenas os campos electromagnéticos associados aos objetos astrofísicos, mesmo em situações extremas.

O espectro de raios cósmicos segue, a grosso modo, uma lei de potência, com um índice espectral igual a 3, o que significa que para cada fator 10 a mais de energia, o fluxo cai por um fator 1000. Para estudar o problema dos raios cósmicos com energias muito altas, acima de  $E > 10^{18}$  eV, capaz de medir uma estatística significativa de eventos, foi formada uma colaboração internacional, que está construindo um grande observatório na parte Oeste da Argentina, o Observatório Pierre Auger. O observatório, na sua configuração final terá dois centros de operação, um no Hemisfério Sul, já em construção, e outro, nos EUA, atualmente em fase de planejamento.

Para energias acima de  $E > 10^{19}$  eV, a taxa de chegada à Terra de raios cósmicos é de uma partícula por quilômetro quadrado por ano. Já aqueles com energias maiores de  $10^{20}$  eV têm uma taxa estimada de uma partícula por quilômetro quadrado por século. Para observar fluxos tão pequenos com uma estatística significativa torna-se imperioso estender detectores por uma área muito grande. A área final do observatório Pierre Auger será de  $3000 \sim$  quilômetros quadrados, na província de Mendoza na Argentina.

A atmosfera acima da área serve como calorímetro natural para os raios cósmicos. A partícula primária sofre uma colisão com um núcleo do ar, criando muitas partículas secundárias as quais compartilham a energia original. As partículas secundárias também sofrem colisões com os núcleos do ar criando uma nova geração de partículas as quais continuam o processo. Este processo de cascata, denominado chuviros atmosféricos extensos (*extensive air showers*), atinge o solo com bilhões de partículas espalhadas por uma área extensa, que pode chegar a dezenas de  $km^2$  para as energias mais altas. Os detectores

do Auger dispostos na superfície, estão localizados numa rede triangular regular, com uma separação de  $1.5 \sim \text{km}$ , entre eles, permitindo medir a densidade de cada chuvaire a diferentes distâncias do núcleo do chuvaire.

Além de medir os chuvaires atmosféricos ao atingirem o solo, o observatório Pierre Auger utiliza uma outra técnica para medir o desenvolvimento longitudinal dos chuvaires ao atravessarem a atmosfera. O chuvaire atmosférico vai gerando uma grande quantidade de elétrons e pósitrons ao se propagar pelo ar. Estas partículas provocam a excitação das moléculas, e em particular, do nitrogênio, fazendo-os fluorescer. A luz fluorescente, gerada primordialmente na região ultra-violeta pode ser observada por sensores localizados a dezenas de quilômetro de distância. Esta característica do Auger, ser um **detector híbrido** (figura 2.1), é uma essencial para elucidar as questões sobre a natureza desta classe de raios cósmicos. Isto permite que as ambiguidades na medida da energia dos chuvaires seja resolvida, uma vez que as duas técnicas são complementares nos seus métodos. A medida do fluxo também será realizada de forma complementar.

A existência de dois observatórios, no sul e no norte, é chave para resolver o problema da anisotropia das possíveis fontes dos raios cósmicos. Se as fontes dos raios cósmicos puderem ser identificadas em grupos (*clusters*) de direções de chegada, o Auger poderá estudar as propriedades dessas fontes com igual sensibilidade qualquer seja o lugar do céu onde estejam localizadas. Por outro lado, se fontes discretas não são localizadas, a quase uniforme cobertura do céu será essencial para determinar se as direções de chegada dos raios cósmicos são isotrópicas ou caracterizadas por uma sutil configuração em grande escala.

Esta tese propõe um método para a separação de fótons dos prótons, analisando as



características da forma de desenvolvimento das cascatas na atmosfera para cada tipo de primário. O estudo tem um enfoque experimental explorando o efeito LPM sobre o desenvolvimento dos fótons primários. A abordagem do trabalho é feita sobre aqueles fótons que penetram na atmosfera sem serem afetados pelo campo geomagnético da Terra ( os quais são chamados de fótons não convertidos).

A presença dos fótons como primário de alta energia ( acima dos  $10^{20}$  eV) é uma forte evidência de mecanismos de produção "top-down", e.g decaimento de defeitos topológicos. Identificar estes raros eventos, assim como as conseqüências da existencia deles são uma grande motivação para a realização deste trabalho.

## Capítulo 2

# O Observatório Pierre Auger

A razão para construir um detector com uma abertura da ordem dos  $10^4 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$  é clara, existem eventos com energias da ordem de  $10^{20} \text{ eV}$  portanto é preciso ter um detector de tais características para observar uma quantidade significativa desses eventos. Os experimentos Fly's Eye e AGASA ambos com aberturas da ordem de  $10 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ , observaram eventos com energias maiores do que  $10^{20} \text{ eV}$  [5] durante um período de aproximadamente 5 anos (AGASA ainda em operação).

A existência de raios cósmicos com energias muito altas é um enigma, devido à dificuldade de construir teorias de aceleração para essas energias mesmo usando os objetos astrofísicos mais extremos tais como os Núcleos Activos Galácticos (AGN<sup>1</sup>) como possíveis aceleradores. Porém, devido á interação das partículas com a radiação de fundo a procura dessas fontes de partículas esta limitado a 100 Mpc, dentro dessa faixa de distância existem poucos candidatos para este tipo de fonte. Além do mais, campos magnéticos extragalácticos só conseguem desviar um próton que viaja essas distâncias por poucos graus. Portanto, espera-se que se existirem fontes localizadas, o observatório será capaz de identificar as fontes de origem.

A decisão de usar as duas técnicas juntas esta baseada em um conjunto de consid-

---

<sup>1</sup>Iniciais do termo *Active Galactic Nuclei*

erações fundadas na necessidade de redundância nas medidas dos raios cósmicos. Os sensores de superfície opera 24 hs por dia, em contraste com o detector de fluorescência, que só opera à noite, com pouca luz de luar, o que equivale efetivamente a cerca de 10 % de tempo operacional. O observatório mede a direção de chegada dos raios cósmicos, sua energia e com, com menor eficiência, a identificação de sua composição primária. as principais características de cada tipo de medida por cada detector são as seguintes:

- **Medição da direção:** A medida da direção feita pelo sistema de detectores de superfície está baseada na medida do instante de chegada do chuveiro, traduzindo os tempos no plano de incidência do chuveiro. A resolução angular está ligada à definição da frente de chegada do chuveiro e da resolução do relógio do detector. No Auger, a resolução angular do detector de superfície é de cerca de  $1^\circ$ . Já a resolução angular do detector de fluorescência é de cerca de  $0,5^\circ$ . No entanto, quando operando em modo híbrido, a resolução do detector de superfície pode melhorar significativamente a resolução do detector de fluorescência, removendo ambiguidades, dos dados. Os eventos recolhidos no período de operação híbrido formam um conjunto especial, que são usados como referência para a reconstrução dos eventos em outros modos.
- **Medidas do espectro de Energia:** Os dois métodos têm diferentes problemas quando medem a energias dos raios cósmicos. O detector de superfície faz a amostragem da densidade lateral do chuveiro, fazendo uma ajuste de uma função, chuveiro a chuveiro. A reconstrução da energia está associada à observação de que a uma distância fixa do núcleo do chuveiro a densidade é independente da composição primária que deu origem, dependendo apenas da energia total do chuveiro. Este

resultado é dependente das simulações numéricas e dos modelos subjacentes das interações entre as partículas. Por outro lado, a luz integrada do desenvolvimento longitudinal do chuveiro, registrada pelos telescópios de fluorescência medem diretamente a energia. Porém, para reconstruir o sinal de luz é necessário reconstruir as perdas pela propagação e espalhamento da luz ao atravessar a atmosfera e da função de emissão de luz e a perda de energia das partículas que fazem o feixe. O confronto das duas formas de reconstruir a energia, permite a compreensão dos erros sistemáticos de forma mais abrangente, uma vez que para cada método eles tem características bem distintas.

- **Medição da composição do primário:** O detector de fluorescência mede em forma direta o máximo do chuveiro ( $X_{max}$ ), o qual é um parâmetro importante para a determinação da composição do primário, não obstante a interpretação é dependente do modelo. O detector de superfície mede parâmetros da composição em forma semi-independente do modelo. Portanto um detector híbrido oferece a melhor alternativa de escolha do modelo do chuveiro, e portanto determinar a composição do primário, em forma simultânea e independente.

O Observatório Pierre Auger está sendo construído pela colaboração de dezenas de instituições espalhadas por 14 países, incluindo o Brasil.

Este observatório, composto por dois módulos, um cobrindo o céu do Hemisfério Sul e outro cobrindo o do Norte, está otimizado para medir a direção de chegada, a energia e a composição de raios cósmicos com energias superiores a  $10^{18}$  eV. O conteúdo de múons que induz ao grande chuveiro atmosférico, e para um subconjunto de eventos, o desenvolvimento longitudinal do chuveiro na atmosfera, também são medidos. As análises

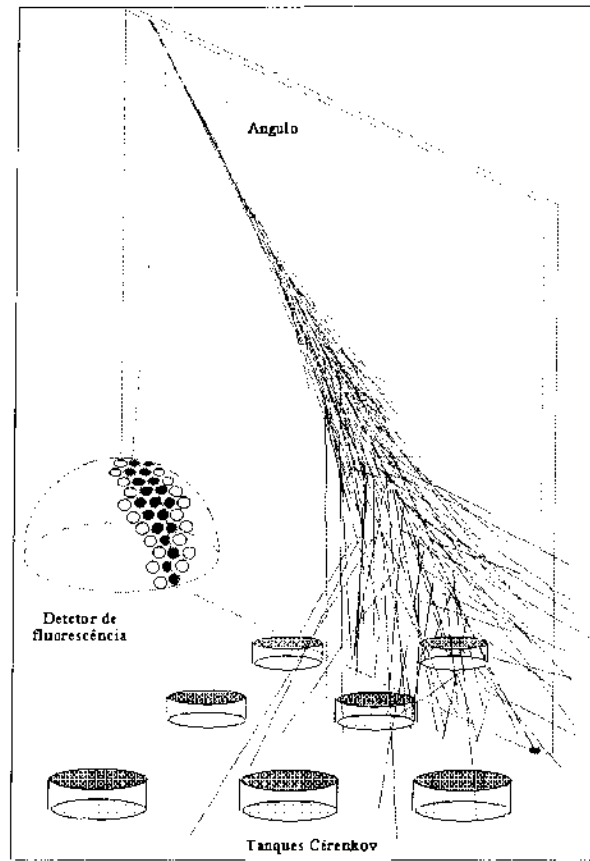


Figura 2.1: Representação esquemática do detector híbrido dentro do Projeto Auger

destes parâmetros do chuveiro guiados pelas simulações de Monte Carlo, podem ser usadas para identificar amostras de eventos enriquecidos, seja com núcleos primários leves, ( $A < 16$ ) ou pesados, ( $A > 16$ ). As correlações entre os muitos parâmetros como a energia, direção de chegada e massa, podem revelar um número de componentes que contribuem para o fluxo total dos raios cósmicos observados. Por exemplo é possível que uma fração significativa de primários pesados com energias ao redor de  $10^{19}$  sejam produzidos em nossa galáxia. Se isso acontecer, então a direção de chegada deve de estar em correlação com a distribuição de massa em nossa galáxia.

## 2.1 A configuração do Observatório Sul

A geografia da região onde está localizado o observatório é muito importante. O observatório do Sul está localizado em Pampa Amarilla na Província de Mendoza, no departamento de Malargüe, latitude  $35.20^{\circ}$  S longitude  $69.20^{\circ}$  W, e altitude 1,400 metros sobre o nível do mar (veja a figura 2.3). A região onde está localizado o detector tem uma área de  $3100\text{km}^2$ , quase planas, com pequenas elevações que não afetam a configuração do detector, o lugar limita com a Cordilheira dos Andes ao Oeste, e a represa de Nihuil pelo Leste. A escolha de uma região muito plana está associada às necessidades de comunicação entre os detectores por rádio, sem interferência de qualquer obstáculo natural ou produzido pelo homem. Por outro lado, a operação adequada dos telescópios de fluorescência exige uma região sem nenhuma poluição luminosa, portanto longe de qualquer grande centro urbano. Os quatro centros de telescópios de fluorescência estão dispostos na periferia da rede de superfície. A operação do observatório é controlada do campus central (veja figura 2.4), onde estão localizados os escritórios, a sala de controle e as oficinas do observatório.

### 2.1.1 Detectores de Superfície

O detector de superfície (SD) do Observatório Pierre Auger usa um conjunto de 1600 sensores espalhados numa rede triangular, com espaçamento de 1500 m entre cada estação. Usam a radiação de Cherenkov gerada pela passagem das partículas carregadas num volume herméticamente fechado como elemento sensível. Os detectores são grandes tanques de água, com uma área de  $10\text{m}^2$  e uma coluna de água de 1,2 m. No topo da superfície da água são dispostas três fotomultiplicadoras de 22 cm de diâmetro, acopladas opticamente à

água (veja a figura 2.2). Os sinais são digitalizados usando FADCs<sup>2</sup>. Os sinais dos tanques são calibrados usando múons isolados que atravessam o tanque.

Cada estação (tanque) tem um relógio local baseado no sistema GPS, que tem uma precisão de  $\sim 8$  ns. Esta precisão é crucial para a determinação da direção de chegada do chuveiro. Os sistemas eletrônicos das estações são alimentados por um conjunto de painéis solares acoplados a baterias especiais de 12 V. Todos os sistemas foram desenhados de modo a manter o consumo abaixo de 10 W, na operação regular.

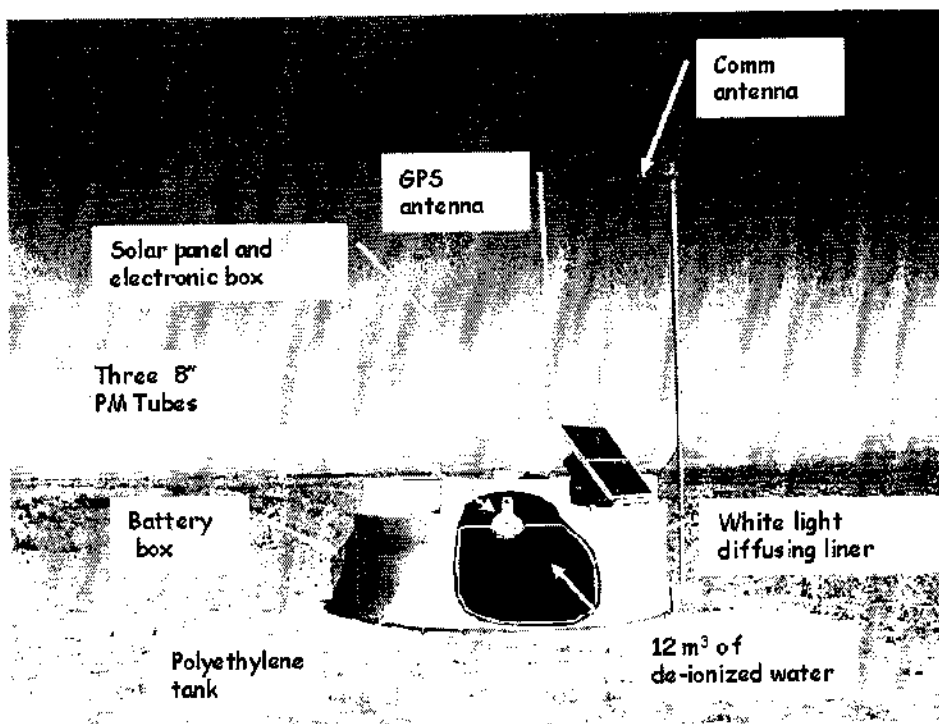


Figura 2.2: tanque Cerenkov

Cada detector de superfície é totalmente escuro exceto quando um raio cósmico passa através dele. O conjunto de partículas que passa pelo detector (tanque) viaja mais rápido que a luz na água, produzindo luz Cerenkov. A quantidade de luz produzida é medida

<sup>2</sup>Fast Analog to Digital Converter

usando três fotomultiplicadoras. O sinal registrado é proporcional, a grosso modo, ao número de partículas que penetraram no tanque. Um grande chuvaire atmosférico pode ativar as fotomultiplicadoras de 5 o mais tanques, portanto a quantidade de luz depositada nas fotomultiplicadoras revela a energia do raio cósmico primário. Além do mais pequenas diferenças nos tempos de detecção para diferentes posições dos tanques determina a direção de chegada do primário.

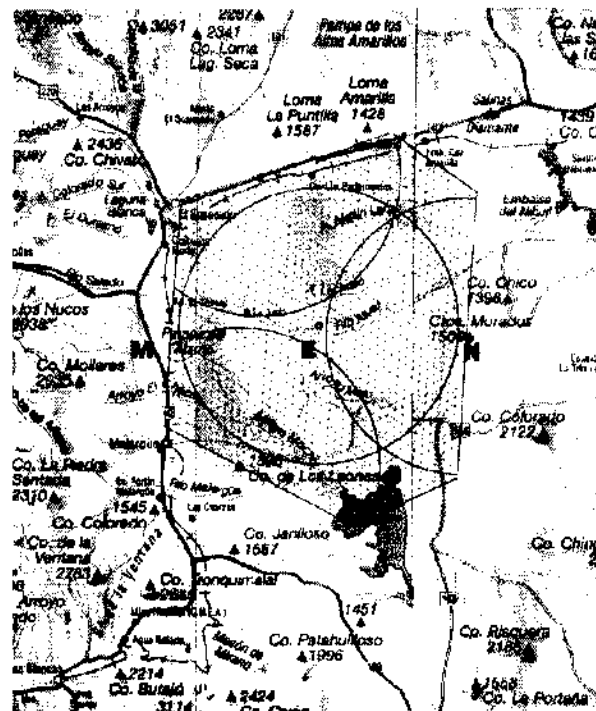


Figura 2.3: Mapa do campus *Pampa Amarilla*, onde cada ponto representa um elemento do detector de superfície. Os quatro telescópios está localizados no Cerro Los Leones, a sudoeste do sítio, no Cerro Los Morados, a leste, no Cerro Coihuecos na ponta a noroeste e no ponto indicado por Loma Amarilla, na parte Norte da área.





Figura 2.4: Prédio principal do campus *Pampa Amarilla*, em Malargüe, Argentina. No salão superior, à esquerda do prédio, fica o centro de controle do observatório.

### 2.1.2 Detectores de Fluorescência

O sistema de detectores de luz fluorescente do Observatório Pierre Auger é composto por quatro *olhos*, ou conjuntos de telescópios, dispostos em pequenas colinas na periferia da região dos Detectores de Superfície (veja a localização no mapa da figura 2.3, e um edifício na figura 2.5a). A disposição dos olhos ao redor do sistema SD permite que uma fração significativa dos eventos registrados de modo híbrido, sejam vistos por pelo menos dois olhos, melhorando a resolução da medida da energia do primário.

A digitalização dos sinais tem uma resolução temporal de 100 ns (30 m de trajetória de luz). O sistema de gatilho de primeiro nível do detector de fluorescência é implementado num *chip* de lógica FPGA<sup>3</sup> reprogramável. Um pixel é rotulado com tendo sinal quando mantém um nível (ajustável) acima do ruído de fundo por um período de 1  $\mu$ s. Quando um certo número (tipicamente quatro, mas ajustável) de pixels passa pela condição de gatilho, um evento é registrado e transmitido à estação central. O sinal registrado pelos pixels é proporcional ao número de fóto-eléctrons incidindo nas foto-multiplicadoras (PMT). A reconstrução precisa o perfil longitudinal de um chuveiro atmosférico exige a conversão do sinal registrado pela fotomultiplicadora no fluxo de luz

---

<sup>3</sup>*Field Programmable Gate Arrays.*

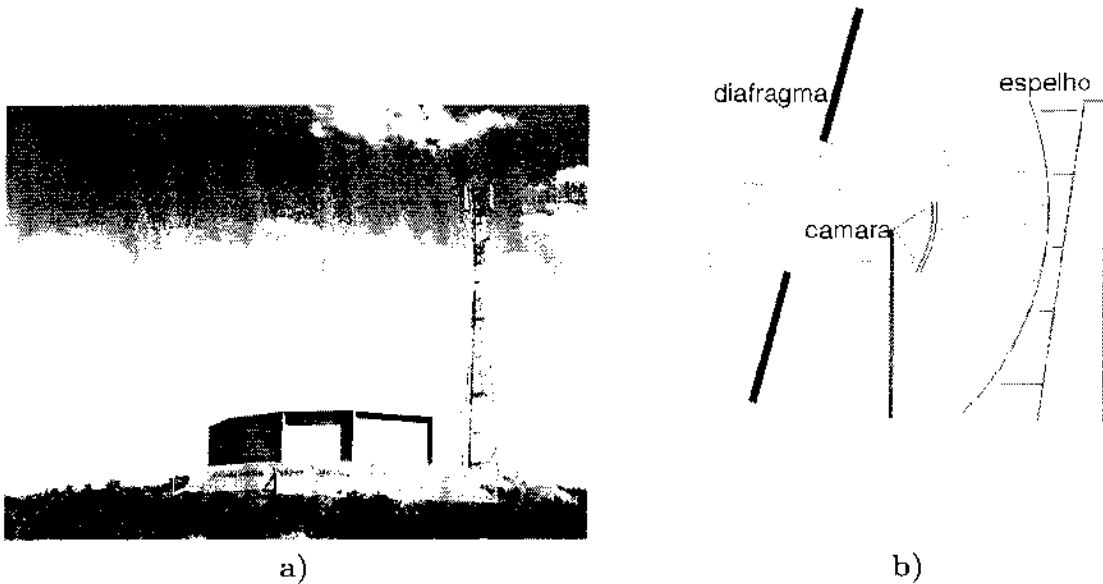


Figura 2.5: a) Edifício no Cerro Los Leones antes da instalação dos telescópios em cada uma das seis janelas (que estão vedadas na foto). A antena proeminente é a torre de comunicações com os tanques, em uma região da ordem de  $1/4$  da área da rede de detectores de superfície. b) Corte esquemático do telescópio do detector de luz fluorescente, mostrando o diafragma, o espelho e a câmara. Os raios de luz vindos de uma dada direção são focalizados na superfície da câmara com uma mancha de cerca de  $0,5^\circ$  de diâmetro.

atingindo o diafragma do telescópio e deste fluxo a intensidade da fonte emissora de radiação . Para isto os telescópios tem um sistema de calibração absoluta, onde uma fonte de luz homogênea e bem conhecida, ilumina todo o diafragma. Em paralelo, um sistema de lasers de 355 nm emite um feixe que é registrado pelos telescópios, permitindo uma calibração mais fina.

# Capítulo 3

## Aspectos Teóricos

O objetivo deste capítulo é fornecer uma visão geral dos aspectos teóricos essenciais para o estudo dos raios cósmicos

### 3.1 Anatomia dos Raios Cósmicos

Logo após o descobrimento da radiação de fundo cósmica, na região de micro-ondas (*Cosmic Microwave Background* – CMB) por Wilson e Penzias em 1964, K. Greisen, G. T. Zatsepin e V.A. Kusmin [6] independentemente, assinalaram que esta radiação faria que o universo tornasse opaco aos raios cósmicos de energia suficientemente alta. Isto acontece, por exemplo, para os prótons quando a energia deles supera o limiar para a fotoprodução de píons, via o processo  $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi N$ . quando batem com um fóton da CMB. A energia do próton é degradada por este efeito. Quando a energia do próton é maior do que  $10^{20}$  eV, o comprimento característico da atenuação é menor do que 50 Mpc<sup>1</sup>. Um fenômeno similar de degradação da energia também acontece nos núcleos devido aos processos de fotodesintegração. Esta é uma pequena fração do tamanho do Universo e tem as seguintes implicações:

- Se os raios cósmicos de alta energia são universais em origem, então o espectro

---

<sup>1</sup>50 megaparsecs(Mpc) é a distância que a luz viaja em 150 milhões de anos

da energia observada, não deveria se estender, exceto em intensidade fortemente reduzida, além de aproximadamente  $5 \times 10^{19}$ eV. Este fenômeno é conhecido como efeito de corte GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin)

- As partículas com energia superior ao corte GZK (*cut off*) devem vir de muito perto em escalas cosmológicas. Em distâncias modestas, as partículas carregadas tais como aquelas partículas de alta energia atravessariam os campos cósmicos magnéticos com um pequeno desvio. Desta forma, as trajetórias observadas indicariam a direção á suas fontes. Por tanto, seria possível identificar as fontes dessas partículas com um conhecimento prévio dos objetos astrofísicos que poderiam gerar-las, ou estabelecer a existência de novas fontes que não são visíveis para baixas energias. Para a identificação destas novas fontes é preciso observar uma estatística significativa de eventos provenientes de cada uma de elas.

### 3.1.1 Aceleração e Propagação dos Raios Cósmicos

As duas principais perguntas sobre os raios cósmicos de alta energia são como, e onde eles são acelerados. A partícula mais energética que ainda foi detectada, provavelmente um próton único ou um núcleo, tinha uma energia macroscópica de 50 joules. A sua energia,  $3 \times 10^{20}$ eV, é maior em oito ordens de magnitude daquela que pode ser alcançada pelo mais poderoso acelerador feito pelo homem. Ao longo dos anos, vários experimentos usando técnicas diferentes registraram eventos com energias próximas dos  $10^{20}$ eV. Grupos como Volcano Ranch (New Mexico) registrou um evento com energia de  $1.3 \times 10^{20}$ eV; o grupo de Yakutsk (Russia) registrou no ano de 1990 um evento com energia de  $((1.1 \pm 0.4) \times 10^{20})$ eV; O Fly's eye informou de um evento (monocular) ao qual foi designado uma energia de  $(3.2 \pm 0.9) \times 10^{20}$ eV. Cada um dos grupos envolvidos tem dedicado trabalhos de revisão

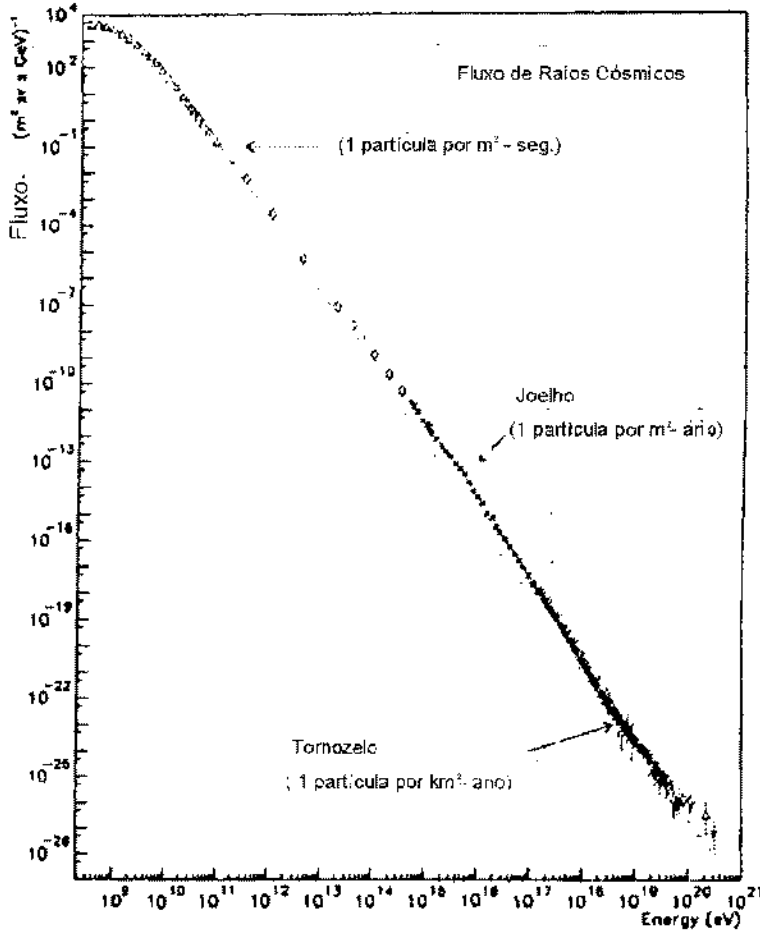


Figura 3.1: Espectro diferencial de Energia dos raios cósmicos

crítica destes eventos assim como as análises conducentes à designação de energia deles.

### Aceleração e o Corte GZK

A maior parte dos raios cósmicos tem origem externa ao sistema solar. Isto inclui supernovas, pulsares, núcleos galácticos, quasares e radiogaláxias, que liberam uma vasta quantidade de energia na forma de radiação contínua e partículas de altíssimas energias.

Se os raios cósmicos são produzidos dentro de nossa galáxia, então eles cruzam o meio interestelar até chegar a Terra. Agora, se eles são de origem extra-galáctica, eles atravessariam o meio interestelar da galáxia, na qual foram criados, cruzariam o meio

intergaláctico até o meio interestelar e, finalmente alcançariam a Terra. Na passagem dos raios cósmicos pelo espaço interestelar e intergaláctico sabe-se que eles cruzam por campos magnéticos, regulares e/ou caóticos, que afetam sua direção, interagindo também com nuvens de nêutrons e gases ionizados, predominantemente de hidrogênio. Estes gases são ionizados por estrelas de temperatura extremamente altas, sendo conhecidas como nebulosas.

Se a densidade de energia que se observa na Terra é similar a que existe no espaço extra-galáctico, uma componente significativa da energia total do universo seria a dos raios cósmicos. A densidade de energia dos raios cósmicos integrada sobre todas as energias é aproximadamente  $1.0 \text{ eV/cm}^3$ . A entrada dos raios cósmicos oriundos de fora do sistema solar, especificamente as partículas carregadas a energias baixas, é modulada pelo vento solar (a expansão do plasma magnetizado gerado pelo Sol) que desacelera e parcialmente exclui os raios cósmicos de baixa energia ( $E < 1\text{GeV}$ ).

Os raios cósmicos de baixa energia são afetados pelo campo magnético da Terra, no qual eles penetram para alcançar o topo da atmosfera terrestre, impedindo ainda as partículas carregadas de energias menores de alcançarem a atmosfera terrestre. Existe um chamado corte de baixa energia final do espectro primário. O corte de energia depende da natureza das partículas e é diferente em distintas latitudes geomagnéticas e em diferentes direções. O espectro diferencial de energia dos raios cósmicos primários é representado por curvas de potência do tipo  $E^{-\delta}$ , onde  $\delta$  varia de modo a exibir as características da inclinação do espectro. Diferentes inclinações podem indicar diferentes origens ou processos de formação de raios cósmicos. Inclinações abruptas que ocorrem entre  $10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$ ,  $10^{18} - 10^{19} \text{ eV}$ , são conhecidas como **joelho** e **tornozelo** do espectro

respectivamente. Ambas estas características são observadas na figura (3.1), referente ao espectro de energia dos raios cósmicos primários. Uma possível interpretação na parte chamada de tornozelo é que a população de alta energia representa raios cósmicos de origem extra-galáctica.

Se o espectro de energia dos raios cósmicos abaixo de  $10^{18}$ eV é de origem galáctica, a existência do joelho pode refletir o fato de que alguns aceleradores cósmicos tenham alcançado sua máxima energia. Em torno de  $1.0 \text{ PeV}^2$ , o fluxo de raios cósmicos é alto o suficiente para permitir medidas diretas para serem executadas. As técnicas são similares às utilizadas em experimentos de alta energia. Calorímetros, detectores de radiação e outros são transportados em vôos de balões na atmosfera ou em satélites e vôos de navcs espaciais. Existem muitos experimentos em funcionamento, operando na faixa de energia do primário de  $10^{13}$  a  $10^{16}$ . Se os raios cósmicos primários tem uma energia em torno de 100 TeV ou mais, existem então, partículas geradas suficientes que façam disparar um arranjo de detectores dispostos sobre uma montanha. Tendo-se uma energia de 1.0 EeV, a detecção pode ser feita por arranjos ao nível do mar como aquela do Projeto Pierre Auger.

Como um exemplo podemos ver na figura (3.2) como a energia do próton se degrada devido a sucessivas interações fotopiônicas com o CMB. O limite GZK é evidente, por exemplo: o fluxo de prótons observados que possuem energias que excedem aproximadamente as  $10^{20}$  eV, a pesar de sua energia inicial é notoriamente reduzido quando tem viajado mais do que 100 Mpc.

---

<sup>2</sup> $1 \text{ PeV} = 10^{15} \text{ eV}$



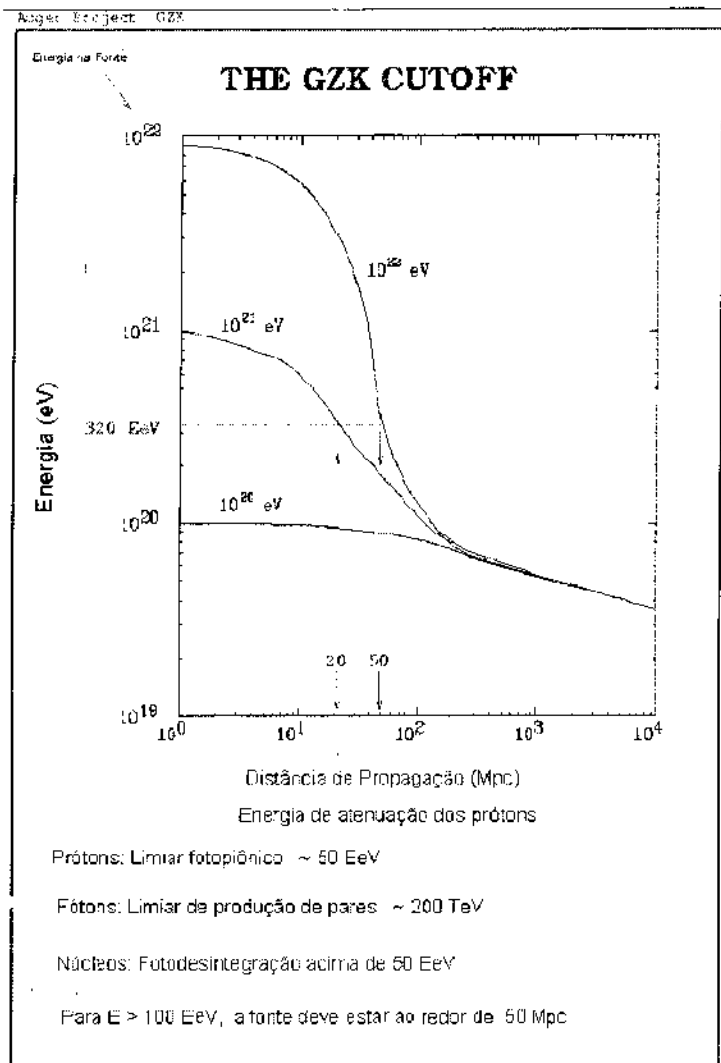


Figura 3.2: Atenuação da energia dos prótons

### 3.1.2 Mecanismos de aceleração

A aceleração em conjuntos astrofísicos acontece quando a energia de movimento na grande escala macroscópica é transferida a partículas individuais. Por exemplo o movimento macroscópico pode estar associado com turbulência ou com ondas de choque em plasmas. Outro cenário é o entorno perto de um objeto compacto magnetizado o qual gira rapidamente sobre o seu próprio eixo. Existem também modelos especulativos os quais fazem referência a mecanismos de aceleração exóticos, como por exemplo os defeitos topológicos.

#### Aceleração de Fermi

Em 1949 Fermi [7] desenvolveu um modelo onde as partículas podem atingir altas energias através de encontros repetidos com plasmas magnetizados e móveis. Este processo (a aceleração de Fermi) refere-se frequentemente a uma aceleração estocástica ou difusa, posto que as altas energias resultam de partículas espalhadas aleatoriamente, muitas vezes dentro de uma região limitada e com alguma probabilidade de escapar desta região permanentemente. O campo magnético,  $B$ , embutido no plasma desempenha um papel decisivo.

A ideia principal do mecanismo de aceleração de Fermi consiste em a transferência de energia cinética macroscópica do plasma magnético para partículas individuais carregadas, o qual vai incrementar a energia das partículas em muitos ordens de grandeza, comparadas com o valor original, atingindo uma distribuição de energia não térmica da aceleração de partículas. Fermi considerou o processo no qual uma partícula de teste incrementa sua energia em uma quantidade proporcional à sua própria energia por cada colisão no plasma.

Portanto, se  $\Delta E = \xi E$  para cada colisão, depois de  $n$  colisões temos:

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad (3.1)$$

Onde  $E_0$  é a energia com a qual a partícula entra no acelerador. Se a probabilidade de escape da região de aceleração é  $P_{esc}$  por colisão, então a probabilidade de permanecer na região de aceleração depois  $n$  colisões é  $(1 - P_{esc})^n$ . O número de colisões para atingir a energia  $E$  é (usando 3.1):

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) / \ln(1 + \xi) \quad (3.2)$$

Por conseguinte a proporção de partículas aceleradas até energias maiores que  $E$  é:

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (3.3)$$

com  $n$  dado pela equação (3.2). Substituindo (3.2) na equação (3.3) obtém-se

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad (3.4)$$

onde  $\gamma$  está definido por :

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) / \ln(1 + \xi) \approx \frac{P_{esc}}{\xi} = \frac{1}{\xi} \times \frac{T_{cycle}}{T_{esc}} \quad (3.5)$$

O mecanismo de aceleração de Fermi nos mostra um espectro de energia que obedece uma lei de potência. Na última equação (3.5) foi introduzido o tempo característico para o ciclo de aceleração  $T_{cycle}$ , e o tempo característico para o escape da região de aceleração. A taxa de esses dois tempos é a probabilidade de escape da região de aceleração para cada colisão. Depois de um certo tempo durante o qual o processo de aceleração agiu sobre a partícula, o  $n_{max} = t/T_{cycle}$  e:

$$E \leq E_0(1 + \xi)^{t/T_{cycle}} \quad (3.6)$$

Duas características do mecanismo de Fermi podem-se ver a partir da equação (3.6). Primeiro, quanto maior a energia das partículas o tempo de aceleração é maior que de aquelas de mais baixa energia. Segundo, se algum acelerador de Fermi tem um tempo de vida limitado,  $T_A$ , então este acelerador será também caracterizado por um máximo de energia por partícula que pode produzir. Isto poderia estar dado pela equação (3.6) com  $t = T_A$  se  $T_{cycle}$  fosse independente da energia, o qual não é o nosso caso.

- **Aceleração de Fermi de 1<sup>ra</sup> e 2<sup>da</sup> ordem**

Na proposta original de Fermi (1949), foi considerada colisões com nuvens de plasma, (ver figura 3.3). A partícula com energia  $E_1$  entra em uma nuvem e começa a difundir-se por espalhamento devido à irregularidades no campo magnético. A difusão dentro da nuvem de gas da como resultado que, depois de alguns poucos espalhamentos o movimento medio das partículas coincide com as da nuvem. No sistema inercial do gas em movimento, a partícula cósmica tem a seguinte energia total(massa em repouso, e energia cinética):

$$E'_1 = \gamma E_1(1 - \beta \cos\theta_1) \quad (3.7)$$

Onde  $\gamma$  e  $\beta \equiv V/c$  são o factor de Lorentz e a velocidade das nuvens e as primas designam quantidades medidas em um sistema referencial que se movimenta com a nuvem. todos os espalhamentos dentro da nuvem são causados pelo movimento dentro do campo magnético e por tanto são elásticos. Portanto a energia da partícula no sistema referencial em movimento, justo antes de escapar é  $E'_2 = E'_1$ . Se a energia é transformada para o sistema de laboratorio, temos que a energia da partícula depois da colisão com a nuvem é:

$$E_2 = \gamma E'_2(1 - \beta \cos\theta'_2) \quad (3.8)$$

As equações (3.7) e (3.8) foram escritas para uma partícula a qual é relativística de tal forma que  $E \approx pc$ . Substituindo (3.7) em (3.8) obtem-se a mudança da energia para uma colisão caracterizada pelos ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$ ,

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos\theta_1 + \beta \cos\theta'_2 - \beta^2 \cos\theta_1 \cos\theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (3.9)$$

A outra situação física (ver figura 3.4) acontece quando uma frente de choque plana viaja com uma velocidade  $-u_1$ . O gas da nuvem se afasta da "onda de choque", com uma velocidade  $u_2$  relativa ao frente de choque, além disso  $|u_2| < |u_1|$ . Portanto no sistema de referência do laboratorio o gas detras da onda de choque viaja à esquerda com uma velocidade de  $\mathbf{V} = -\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2$ . Para o caso de  $\beta = V/c$ , também é possível aplicar a equação (3.9) o qual é interpretada como a velocidade do gas que se movimenta detras da onda de choque ("downstream") relativa á velocidade do gas que esta na frente da onde de choque (ver figura 3.4). A diferença mais importante entre os dois casos aparece quando é feita a media angular para obter a media da fração de energia ganha por cada colisão,  $\xi$ , nas equações (3.1)-(3.2). Nas seguintes equações, o espalhamento por nuvens será chamado de caso (a) enquanto as colisões com plano da frente de onda será chamado de caso (b).

Para nuvens de gas:

(a)

$$\frac{dn}{d\cos\theta'_2} = \text{constant}, -1 \leq \cos\theta'_2 \leq 1 \quad (3.10)$$

portanto  $\langle \cos\theta'_2 \rangle_a = 0$ .

Para o plano de choque:

(b)

$$\frac{dn}{d\cos\theta'_2} = 2\cos\theta'_2, 0 \leq \cos\theta'_2 \leq 1 \quad (3.11)$$

Esta distribuição é a projeção normalizada de um fluxo isotropico sobre um plano,então

$$\langle \cos\theta'_2 \rangle_b = 2/3.$$

calculando a media sobre o  $\cos\theta'_2$  para os dois casos obtem-se:

(a)

$$\frac{\langle \Delta E \rangle_2}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos\theta_1}{1 - \beta^2} - 1 \quad (3.12)$$

(b)

$$\frac{\langle \Delta E \rangle_2}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos\theta_1 + \frac{2}{3}\beta - \frac{2}{3}\beta^2 \cos\theta_1}{1 - \beta^2} - 1 \quad (3.13)$$

O seguinte passo é calcular a media sobre o  $\cos\theta_1$ .

Para o caso das nuvens (a) a probabilidade de colisão é proporcional à velocidade relativa entra a nuvem e a partícula:

$$\frac{dn}{d\cos\theta_1} = \frac{c - V \cos\theta_1}{2c}, \quad -1 \leq \cos\theta_1 \leq 1 \quad (3.14)$$

portanto  $\langle \cos\theta_1 \rangle_a = -V/3c$ .

A distribuição do  $\cos\theta_1$  para a frente do plano de choque é a projeção de um fluxo isotropico sobre um plano, no entanto desta vez  $-1 \leq \cos\theta_1 \leq 0$ , portanto

$$\langle \cos\theta_1 \rangle_b = -2/3.$$

Por conseguinte:

(a)

$$\xi = \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta^2 \quad (3.15)$$

(b)

$$\xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (3.16)$$

Onde  $\beta = V/c$  é a velocidade do plasma e  $u_1$  a velocidade dos raios cósmicos. As formas das equações (3.15) e (3.16) conservam-se mesmo que as velocidades das frentes

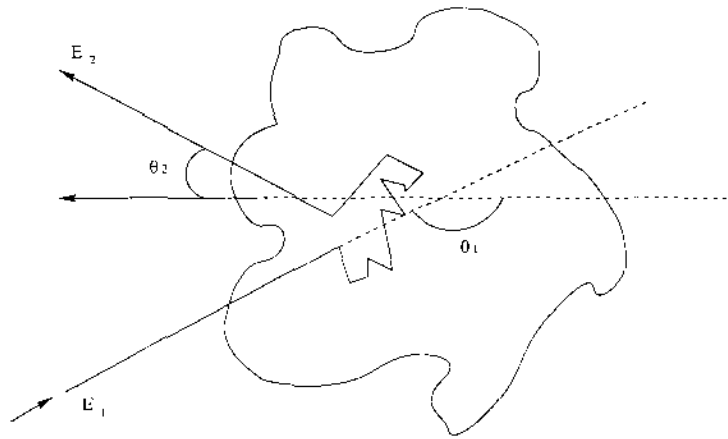


Figura 3.3: Aceleração causada pelo movimento de uma nuvem parcialmente ionizada

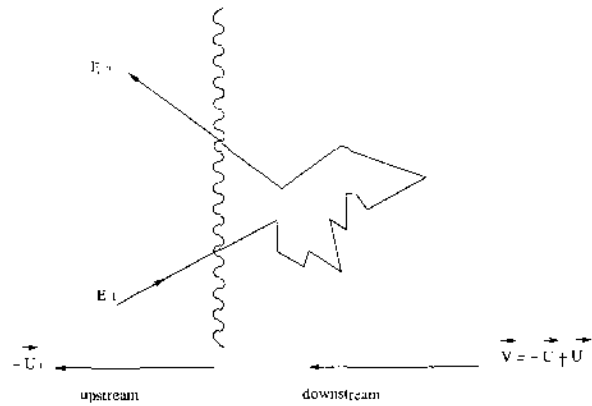


Figura 3.4: Aceleração no plano do frente de choque

de choque(nuvens) sejam não relativísticas.

Para os dois casos uma "colisão" é um par de entrada e saída; no primeiro caso (a) da nuvem e no segundo caso (b) da parte anterior e posterior da onda de choque. O mecanismo de aceleração original de Fermi(caso (a)) é chamado de segunda ordem, neste caso as partículas podem ganhar o perder energia durante as colisões , dependendo dos ângulos, porém depois de muitas colisões existe um ganho total.(Geralmente este fato é expressado em forma incorreta, afirmando que existe maior probabilidade de colisão "de frente" ( $\cos\theta_1 < 0$ ) que as colisões posteriores (quando a partícula viaja na direção da nuvem de plasma,  $\cos\theta_1 > 0$ ). Na equação (3.9) podemos ver que uma colisão de

frente com uma nuvem na qual a partícula sai do lado posterior da nuvem ( $\cos\theta'_2 < 0$ ) pode perder energia. De forma similar, uma colisão posterior pode resultar em um ganho de energia). Por outro lado devido à geometria do plano infinito do choque, uma colisão sempre resulta em um ganho de energia ( $\cos\theta'_2$  sempre é positivo e  $\cos\theta'_1$  sempre negativo). Na versão original de Fermi, a região de aceleração é o disco galactico, onde  $T_{esc} \sim 10^7$  anos. A taxa de aceleração é a taxa de colisões entre um raio cósmico de velocidade  $c$  com nuvens caracterizadas por uma densidade espacial  $\rho_c$  e seção eficaz  $\sigma_c$ . Portanto  $T_{cycle} \sim 1/(c\rho_c\sigma_c)$ . O índice do espectro integral é :

$$\gamma \sim \frac{1}{\frac{4}{3}\beta^2 c\rho_c\sigma_c T_{acc}} \quad (3.17)$$

O valor numerico deste índice do espectro não é um número universal, porém depende das propriedades das nuvens, e tem tendência a ser um número grande (Davis, 1956).

Para o caso do plano infinito da onda de choque, o número de colisões (taxa) esta dado pela projeção de um fluxo isotropico de raios cósmicos sobre a frente do plano de choque,

$$\int_0^1 d\cos\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{c\rho_{CR}}{4\pi} \cos\theta = \frac{c\rho_{CR}}{4} \quad (3.18)$$

onde  $\rho_{CR}$  é a densidade de partículas sob aceleração. A taxa do fluxo na mesma direção que o frente de choque é  $\rho_{CR} \times u_2$ , portanto:

$$P_{esc} = \frac{\rho_{CR} u_2}{c\rho_{CR}/4} = \frac{4u_2}{c} \quad (3.19)$$

Por conseguinte para o caso de aceleração na frente da onda de choque:

$$\gamma = \frac{P_{esc}}{\xi} = \frac{3}{u_1/u_2 - 1} \quad (3.20)$$

De maneira distinta ao mecanismo de aceleração de Fermi de segundo ordem, o índice espectral é independente da magnitude da velocidade do plasma, o índice somente depende



da razão das velocidades das partículas na frente da onda de choque e das partículas detras da frente da onda.

A aceleração Fermi segundo as ondas astrofísicas de choque é um paradigma atrativo para construir modelos de raios cósmicos. Pode-se observar (ver figura 3.2) que os raios cósmicos exibem um espectro de energia não térmico que obedece uma lei de potência. Pode ser mostrado que o índice espectral  $\gamma$  [4] do espectro de energia integral da aceleração Fermi, no limite de choques fortes tem um valor levemente maior do que  $\gamma \approx 1$  e não é dependente dos detalhes do meio. Como as partículas passarão por processos dependentes de energia durante o transporte à terra, espera-se que o espectro observado seja mais íngreme do que aquele em produção. O espectro integral, experimentalmente observado varia de  $E^{-1.1}$  a  $E^{-2.1}$  em vários regimes de energia, assim as previsões da aceleração de Fermi estão razoavelmente de acordo com os dados. Em situações onde a aceleração Fermi poderia se apresentar devido aos movimentos do plasma os quais não são choques fortes, o índice do espectro é muito sensível aos detalhes geométricos e pode ser levemente maior ( $\gamma > 1$ ). Geralmente a energia máxima possível é determinada pelo período do tempo durante o qual as partículas são capazes de interagir com o plasma. Em certos casos, a região de aceleração existe só por um tempo limitado, como é o caso das ondas de choque das **supernovas** as quais se dissipam aproximadamente depois de  $10^3$ anos. Por outro lado, se as perturbações do plasma persistem por períodos maiores, o choque tem energia máxima limitada por uma probabilidade de escape da região. Esta parte tem muita relevância para o caso de energias extremas observadas nos raios cósmicos . Assim que as partículas atingem a energia extrema, torna-se muito difícil limitá-las magneticamente em direção à região de aceleração.

O modelo mais simples da aceleração Fermi por ondas de choque oferece a energia máxima adquirida por uma partícula de carga  $Ze$ :

$$E_{max} \approx \beta c \times Ze \times B \times L \quad (3.21)$$

onde  $L$  representa o tamanho característico da região de aceleração e  $\beta c$  é a velocidade de choque ( $\beta \approx 0.01$  para supernovas). No entanto, se para certas configurações de choque e do campo magnético embutido,  $\beta$  é substituído por um fator muito maior da ordem 1-3 a equação (3.21) mostra que o raio de giro da partícula que está sendo acelerada, deve estar contida dentro da região de aceleração, como em um acelerador terrestre. Realisticamente, não é razoável assumir que os aceleradores astrofísicos terão quase 100% da eficiência requerida para atingir energias como aquelas na equação (3.21), o mais provável é que o valor superior da  $E_{max}$  seja reduzida por talvez um fator de dez, dependendo dos detalhes do choque e seu meio.

A figura (3.5) mostra onde alguns potenciais aceleradores astrofísicos se encontram no plano B-L. Os objetos abaixo das linhas diagonais derivadas da equação (3.21) não podem acelerar partículas a  $10^{20}$ eV através da aceleração de choque. A linha quebrada é para os núcleos de ferro e a linha ininterrupta para os prótons, cada caso para  $\beta = 1/3000$ , um valor mais típico para muitos choques astrofísicos.

### Objetos Compactos

Objetos compactos com grandes campos magnéticos como por exemplo uma estrela de nêutron ou núcleos de galáxias ativas podem ser também mecanismos de aceleração de partículas até energias de  $10^{20}$ . No entanto, nesses sistemas compactos a aceleração por choques não é a única forma de acelerar partículas. A rápida rotação de pequenos objetos

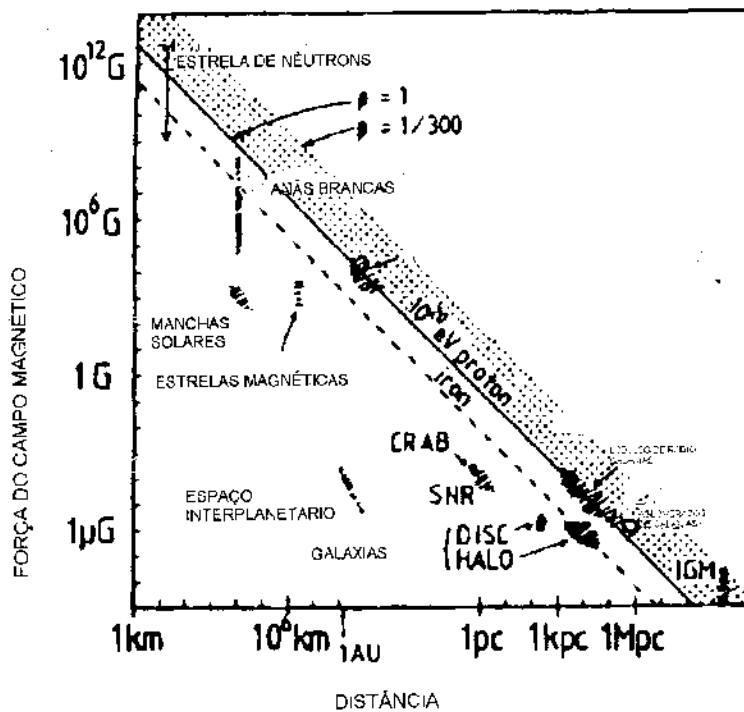


Figura 3.5: Tamanho e Força do Campo Magnético de possíveis lugares para a Accleração de Partículas. Objetos debaixo as linhas diagonais não podem acelerar partículas até  $10^{20}$  por accleração de choque

altamente magnetizados gera grandes campos elétricos. Esses campos poderiam portanto, acelerar partículas através de um mecanismo chamado de tiro simples.

Isto acontece no limite superior de energia o qual é dado por uma fórmula bastante similar àquela da equação (3.21) para a aceleração de choque. Por exemplo, a energia máxima disponível proveniente de uma estrela de nêutrons que gira pode ser obtida através de análise dimensional já que  $E_{max} = cZ\omega B_s R_s^2/c$ , onde  $\omega$  é a velocidade angular pulsar,  $B_s$  uma superfície de campo magnético e  $R_s$  o raio da estrela neutrontica. Os valores representativos de  $B = B_s$  e  $L = R_s$  para estrelas neutronticas, foram mostrados na figura (3.5) e as combinações requeridas para atingir energias da ordem de  $10^{20}$ eV se encontrariam sobre uma linha muito parecida a aquela mostrada no caso da onda de choque.

No entanto quando os modelos realistas de aceleração são construídos, este limite dimensional ideal de estrelas neutronticas não é reconhecido.

### **Aceleradores Exóticos**

Uma inspeção à figura (3.5) sugere que poucos dos aceleradores astrofísicos propostos podem considerar energias tão elevadas como  $10^{20}$ eV. Na verdade, existe a possibilidade que as partículas de energias muito altas não venham desde esses objetos *convencionais*, e sim que sejam produzidas por um mecanismo exótico (por exemplo os chamados de "defeitos topológicos"). Tais fontes podem produzir jatos de hádrons e fótons com energias superiores a  $10^{20}$ eV que poderiam pular para energias menores. Este cenário particular tem suas próprias dificuldades .

## 3.2 Mecanismos de aceleração dos fótons primários

### Mecanismos de produção "bottom-up"

Raios cósmicos de alta energia podem ser o resultado da aceleração de prótons e íons por ondas de choque em plasmas astrofísicos (mecanismos de aceleração de Fermi). Fontes com grandes campos magnéticos podem acelerar essas partículas até energias da ordem dos EeV. Fontes na vizinhança de nossa galaxia, como por exemplo *hot spots* de radio galáxias e núcleos Galácticos Activos (AGN<sup>3</sup>) podem exceder os limites do GZK. A aceleração das partículas carregadas (prótons e íons) acontece nas ondas de choque astrofísicas. Os campos elétricos aceleram as partículas carregadas na frente da onda de choque do plasma e os campos magnéticos desviam e espalham as partículas (ver Aceleração de Fermi).

### Mecanismos de produção "top-down"

O mecanismo de produção "top-down" de raios cósmicos de altas energias está baseado na existência de relíquias massivas (partículas "X") dos primeiros instantes do universo, as quais decaem até hoje ou que são geradas dos decaimentos topológicos que também tiveram origem nos primeiros instantes do universo. Porém, todos aqueles fósseis cósmicos (qualquer seja a natureza deles: partículas pesadas, sólitons topológico ou não topológico, buracos negros, cordas fundamentais microscópicas, monopolos magnéticos ou qualquer outro) têm como tempo de vida limite a idade do universo. Os defeitos topológicos mais relevantes poderiam ter sido criados nos primeiros instantes do universo como uma transição de fase, associada com uma quebra espontânea de simetrias que descrevem a unificação das forças fortes e eletrofraca dentro da Teoria da Grande Unificação (GTU). As massas das partículas X;  $m_X$ , e a máxima energia dos raios cósmicos resultantes do decai-

---

<sup>3</sup>Active Galactic Nuclei

mento das partículas X, é desconhecido mas é da ordem da escala de energia da transição de fase da quebra da simetria GTU, nas quais foram formados os defeitos topológicos (aproximadamente  $10^{16}$  GeV). Os valores de  $m_x$  podem ser menores dependendo das constantes de acoplamento da teoria.

Os produtos fundamentais do decaimento das partículas X podem ser quark e léptons. Os quarks podem-se hadronizar rapidamente produzindo jatos hadrônicos formados principalmente de píons e uma pequena fração de núcleons. Os píons podem decair em fótons, neutrinos (e antineutrinos) e elétrons (pósitrons). Por conseguinte no entorno dos defeitos topológicos, predominantemente os raios  $\gamma$  e neutrinos, junto com uma pequena fração de núcleos e léptons carregados, são produzidos diretamente, com uma energia máxima de  $\sim m_x$ , sem a intervenção de algum mecanismo de aceleração *bottom-up*. As partículas dominantes produto do decaimento dos defeitos topológicos são principalmente raios  $\gamma$  primários e neutrinos, enquanto para processos "bottom-up" os raios  $\gamma$  e os neutrinos são produzidos somente em processos secundários na atmosfera, principalmente do decaimento de píons fotoproduzidos, resultados da interação de núcleos de alta energia com a CMB. Esses raios  $\gamma$  e neutrinos secundários também são descritos dentro do entorno dos decaimentos topológicos, no entanto são um conjunto de menor interesse comparados com aqueles primários  $\gamma$  e neutrinos.

## Capítulo 4

# Composição dos Raios Cósmicos Primários de $E > 10^{17}$ eV

### 4.1 Conteúdo de Partículas dos Chuveiros Atmosféricos

Quando um raio cósmico de alta energia cósmica entra na atmosfera produz uma cascata de partículas chamada de *chuveiros atmosféricos extensos*. A energia da partícula primária é dividida entre as diferentes partículas secundárias que foram criadas na primeira interação, o que geralmente acontece a uma altitude tipicamente entre 20 e 40 km. As partículas secundárias também interagem mais profundamente com a atmosfera, além de subdividir a energia. A maior parte da energia dessas partículas secundárias é carregada pelos elétrons e fótons; o produto final do decaimento de píons.

Um chuvaire induzido por um raio cósmico tem três componentes: eletromagnética, muônica e hadrônica. O chuvaire consiste de um núcleo de hádrons de altas energias que continuamente alimentam a parte eletromagnética do chuvaire, primariamente por fótons provenientes do decaimento dos píons neutros e das partículas  $\eta$ . Na figura (5.1) podemos ver um modelo esquemático das componentes de um chuvaire. Cada fóton de alta energia gera um subchuvaire eletromagnético alternando a produção de pares e o início do *bremstrahlung* no ponto de injeção. Os núcleons e outros hádrons de alta energia

também contribuem para a cascata hadrônica. Os píons carregados de baixa energia e káons decaem e alimentam a componente muônica (a competição entre o decaimento e a interação depende da energia e a profundidade na atmosfera).

Este processo de avalanche continua até que a energia do chuveiro de partículas de cada componente eletromagnética cair abaixo de um valor crítico chamado de limite de energia  $E_c$  para a produção inelástica de partículas (ao redor de 100 MeV). Após este limite, as partículas perdem energia ionizando as moléculas do ar, e seu número começa a decair exponencialmente. A profundidade da atmosfera onde a maioria das partículas caem abaixo de  $E_c$  é  $X_{max}$ . Nesta profundidade o chuveiro atinge sua densidade máxima de partícula. Na atmosfera o valor de  $X_{max}$  para o caso dos núcleos pesados, é menor que para o caso dos prótons.

Uma pequena fração da energia em um chuveiro é carregada por múons e neutrinos provenientes de o decaimento dos píons carregados. Os múons tipicamente atingem intactos o solo. Sua multiplicidade nos níveis básicos depende do número da distribuição dos píons carregados em momentum e altitude, tudo isso depende por sua vez se a partícula primária é um próton ou um núcleo pesado. A multiplicidade do múon pode ser empregada para estimar a composição dos raios cósmicos.

Em cada interação hadrônica, pouco mais da terça parte da energia vai para a parte eletromagnética. Como a maioria dos hádrons interagem novamente, uma parcela grande da energia primária é carregada pela componente eletromagnética. Além disso, devido à rápida multiplicação das cascatas eletromagnéticas, os elétrons e os pósitrons são as partículas mais numerosas nos chuveiros. Conseqüentemente, grande parcela da energia do chuveiro é finalmente dissipada em perdas por ionização dos elétrons e dos pósitrons.



Podemos, pensar na atmosfera como um calorímetro sensível à energia total dos chuveiros atmosféricos. Além da pequena fração da energia  $F(E_0)$  perdida devido aos neutrinos, a energia primária  $E_0$  é dada pela integral ao longo do comprimento da trajetória.

$$(1 - F) \times E_0 \sim \alpha \times \int_0^\infty dX N(X) \quad (4.1)$$

onde  $N(x)$  é o número de partículas carregadas no chuveiro à profundidade  $\mathbf{x}$  (medida ao longo do eixo do chuveiro) e  $\alpha$  é a energia perdida por unidade de comprimento do caminho na atmosfera [9].

O número de múons de baixa energia (1-10 GeV) cresce ao mesmo tempo que o desenvolvimento do chuveiro até atingir um número máximo destes. Múons raramente interagem perdendo grandes quantidades de energia, no entanto perdem energia continuamente por ionização do meio. Por outro lado, o número de elétrons e de pósitrons decai rapidamente após o máximo já que a radiação e a produção de pares subdivide a energia deles até atingir a energia crítica ( $E_c \sim 80$ ) MeV depois da qual os elétrons perdem a energia restante rapidamente por ionização.

### 4.1.1 Massa Primária

O conteúdo de múons em um chuveiro atmosférico é um bom indicador da massa do primário. O modelo de superposição de um núcleo pesado pode ser a explicação de porque um chuveiro iniciado por um núcleo pesado (i.e. um núcleo de ferro), produz mais múons que um chuveiro iniciado por um próton. O processo pode ser explicado da seguinte forma: a energia do núcleo pesado é dividida entre os núcleons que fazem parte dele, por conseguinte é necessário poucas gerações para distribuir toda a energia hadrônica entre os píons de baixa energia os quais podem decair antes de interagir. Isto

significa que menor energia é perdida na cascata eletromagnética, o qual resulta em mais píons de baixa energia do que num chuveiro de prótons da mesma energia. Este é um argumento que pode ser usado em todos os modelos de interação hadrônica. Para estimar quantitativamente a produção relativa de múons em um chuveiro de núcleo pesado versus chuveiros de prótons; tomemos o caso de produção de múons em um chuveiro de prótons o qual aumenta com a energia da seguinte maneira  $E^\gamma$  [8] onde  $\gamma \simeq 0.85$ . O número de múons não aumenta linearmente com a energia porque é necessário de muitas gerações a altas energias para reduzir a energia média do pión até onde começa o decaimento. A medida que as gerações extras vão sendo geradas, uma fração grande da energia é perdida na cascata eletromagnética, conseqüentemente uma pequena fração da energia original vai para esses píons de baixa energia que posteriormente decaem. Se um chuveiro produzido por um núcleo é considerado como a superposição de  $A$  chuveiros, cada um deles com energia  $E/A$ , encontraremos então, que o número total de múons é :

$$N_\mu^A \propto A(E/A)^{0.85} \quad (4.2)$$

dos quais comparando com chuveiros de prótons dá:

$$N_\mu^A = A^{0.15} N_\mu^P \quad (4.3)$$

Por conseguinte a probabilidade que um chuveiro de ferro com  $A = 56$  produza maior quantidade de múons que um chuveiro de prótons da mesma energia é maior.

### 4.1.2 Os múons nos Chuveiros Atmosféricos

Os múons são partículas quase-estáveis que possuem uma seção eficaz pequena para as interações. Os múons são chamados de **componentes penetrantes** dos raios cósmicos; como são partículas carregadas, são mais fáceis de serem detectados.

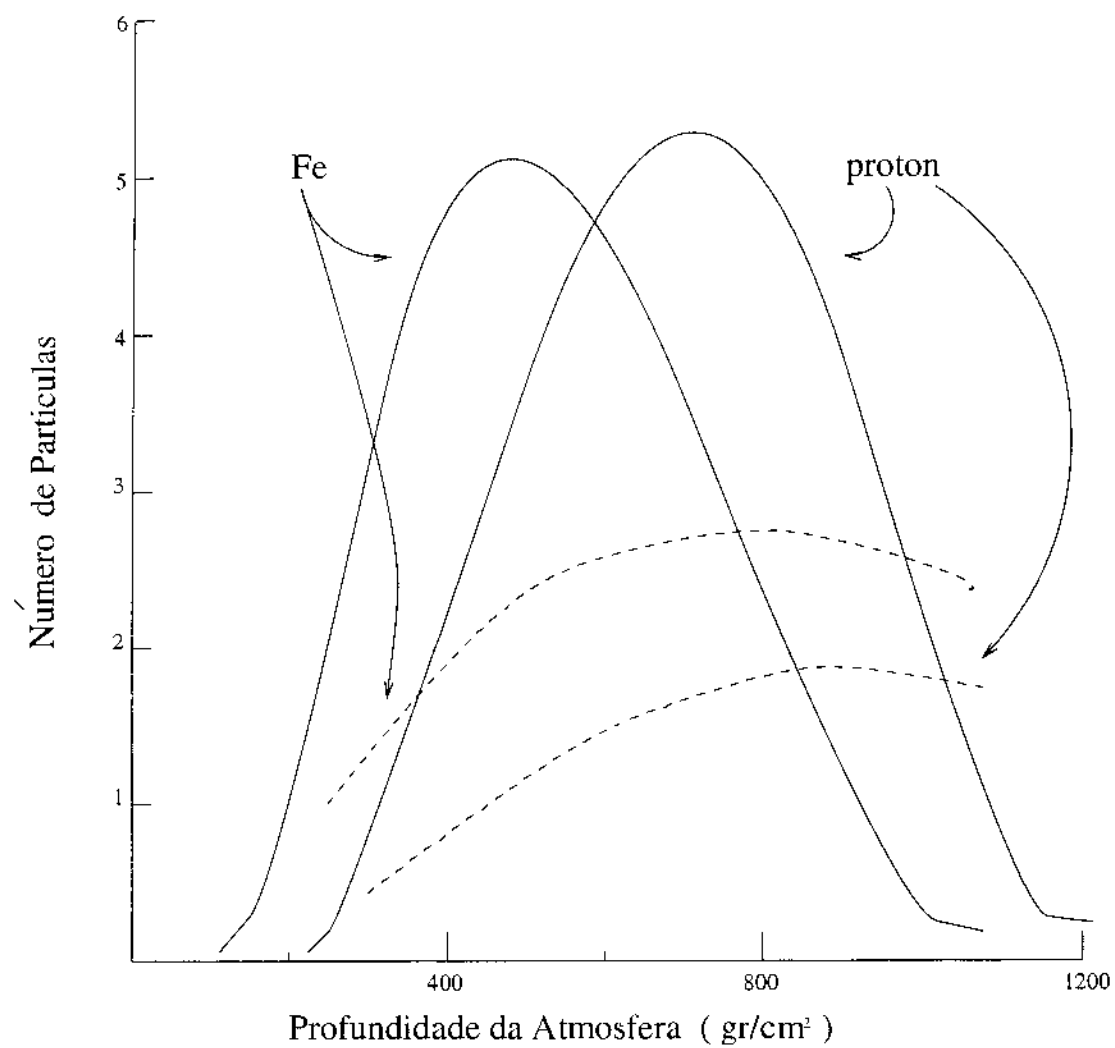


Figura 4.1: Perfil esquemático de um chuveiro atmosférico. As linhas ininterruptas mostram o desenvolvimento do número de  $e^\pm$  (para chuveiros iniciados tanto por prótons como núcleos de ferro), em função da profundidade da atmosfera; e as linhas curtadas mostram os múons (dos mesmos primários), a energia de ambos primários é de  $E_0 \sim 10^{17} \text{GeV}$ .

Como os múons não se multiplicam e só perdem energia lentamente por ionização, ao atravessarem a atmosfera, o conteúdo de múons de um chuvaire se acumula até um máximo e depois se atenua muito vagarosamente. Esta é uma diferença do comportamento da componente eletrônica, a qual gera um halo de  $e^+e^-$  e se atenua de maneira relativamente rápida depois de atingir o valor máximo.

O contraste é mostrado na figura (4.1). O perfil achatado do chuvaire (múons) a diferença do perfil eletrônico ( $e^+e^-$ ) permite ver que para o caso dos múons reduz as flutuações são menores. Portanto as medidas do conteúdo múonico permitiria diferenciar o tipo de primário. Outra consequência do comportamento ilustrado na figura é o fato de que a taxa  $N_\mu/N_e$  poderia ser sensível à composição primária porque em um nível de observação fixo,  $N_e$  é menor para um chuvaire produzido por um núcleo pesado do que para um chuvaire produzido por um próton da mesma energia, enquanto  $N_\mu$  é comparável ou de alguma maneira maior para primários pesados.

Finalmente, devido ao fato de que os múons são originados do decaimento dos hádrons, a medida dos múons será uma maneira para ressaltar o sinal em relação aos chuvaires induzidos pelos fótons. Isto acontece porque os chuvaires produzidos pelos fótons produzem uma menor quantidade de hádrons. Contudo, muitos problemas aparecem ao tentar nos aplicar essas idéias aparentemente tão simples. Um desses problemas vem do fato que os múons não se multiplicam, então existe uma menor quantidade de múons do que elétrons e pósitrons em um chuvaire. Para cada múon com um GeV de energia proveniente de um pión carregado, existe um fóton com um GeV de energia ( $\pi^0/\pi^\mp \sim 1/2$  e  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Mas cada fóton com essa energia resulta em  $\sim 10e^\pm$  acima da energia crítica e

outro tanto de fótons, por radiação síncrotron. Fazendo uma primeira aproximação esperamos que  $N_\mu/N_e \sim 0.1$ . Além disso, como o número de múons é relativamente pequeno, a detecção não é tão fácil quanto como para a componente eletromagnética devido à blindagem requerida. Portanto, as amostras de múons não são muito boas. Como resultado, a vantagem das pequenas flutuações no desenvolvimento tende a ser compensada pelas flutuações por amostragem [9].

### Distribuição Lateral dos Múons

Em 1960, Greisen [9] propôs uma parametrização para distribuição lateral dos múons com energias acima de 1 GeV em chuveiros quase-verticais, baseados em experimentos prévios perto do nível do mar. Ele descreveu a densidade dos múons como sendo dada por,

$$\rho_\mu(m^{-2}) = 18 \left( \frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} r^{-0.75} \left( 1 + \frac{r}{320m} \right)^{-2.5} \quad (4.4)$$

Esta equação descreve duas observações experimentais. A primeira é:

$$N_\mu(> 1 \text{GeV}) \approx 0.95 \times 10^5 \left( \frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} \quad (4.5)$$

onde  $N_e$  é o número total de partículas carregadas na frente do chuveiro a maioria das quais são elétrons e pósitrons. A segunda é o fato de que a distribuição lateral de múons é aproximadamente independente do tamanho do chuveiro.

$$\rho_\mu(m^{-2}) = \left( \frac{\Gamma(2.5)}{2\pi\Gamma(1.5)\Gamma(1.5)} \right) \left( \frac{1}{320} \right)^{1.25} N_\mu r^{-0.75} \left( 1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} \quad (4.6)$$

A fórmula de Greisen é baseada em observações experimentais, e por conseguinte, relaciona  $N_\mu$  a  $N_e$  e não  $N_\mu$  a  $E_0$ . Isto ocorre porque o número total de partículas carregadas está relacionado diretamente às quantidades medidas, e não à energia primária. Devido a que os pequenos chuveiros são seleccionados após o chuveiro máximo. Por exemplo para

uma profundidade fixa de observação, teremos:

$$N_e \propto (N_e(\text{max}))^{1-\epsilon} \propto (E_0/E_c)^{1+\epsilon} \quad (4.7)$$

onde  $\epsilon$  é uma quantidade pequena que depende tanto do tamanho do chuveiro quanto altitude do experimento. Isto ocorre porque o máximo do chuveiro está mais perto do nível de observação para chuveiros de maior energia o qual explica que  $N_\mu \propto E_0^{p_\mu}$ . Onde  $p_\mu \sim 0.83$  [9]

# Capítulo 5

## Chuveiros atmosféricos

Um chuvaire atmosférico é uma cascata de partículas geradas pela interação de um simples núcleo de raio cósmico primário ou um fóton perto do topo da atmosfera. O número de partículas se multiplica inicialmente até atingir um máximo e depois se atenua na medida que cai por debaixo do umbral para a produção de partículas adicionais. As partículas da cascata se espalham em torno do eixo do chuvaire devido aos efeitos combinados do espalhamento múltiplo de Coulomb e do momento transversal em interações e decaimentos. As partículas se espalham lateralmente a partir do eixo do chuvaire, a frente do chuvaire toma a forma de uma panqueca o que pode ser detectado quando atinge o nível do solo. A maior densidade de partículas está perto do eixo, porém esta densidade decresce com a distância em uma escala determinada pelo raio de Molière no ar ( $\sim 80$  m ao nível do solo). Fora da região do núcleo a distribuição de partículas é axialmente simétrica ao redor do eixo do núcleo.

### 5.1 Características básicas das cascatas

Um modelo simples desenvolvido por Heitler [10], mostra algumas características gerais dos chuvaires atmosféricos. Heitler descreveu o modelo no seu livro sobre a teoria de

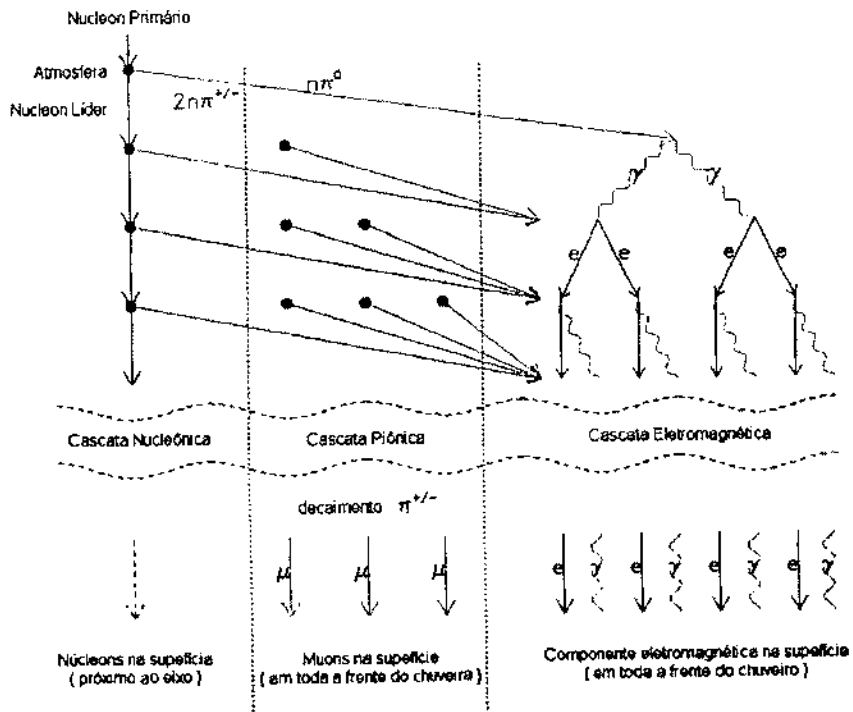


Figura 5.1: Modelo Esquemático dos Processos de Geração de Partículas em uma Cascata. Uma partícula de alta energia entra na atmosfera, produzindo um chuveiro, o qual basicamente se divide em três categorias; a cascata nucleônica que consiste do próprio primário ao qual chamaremos de núcleo líder, a cascata piônica, e a cascata eletromagnética. Nesta figura se mostra os processos de forma muito simplificada.



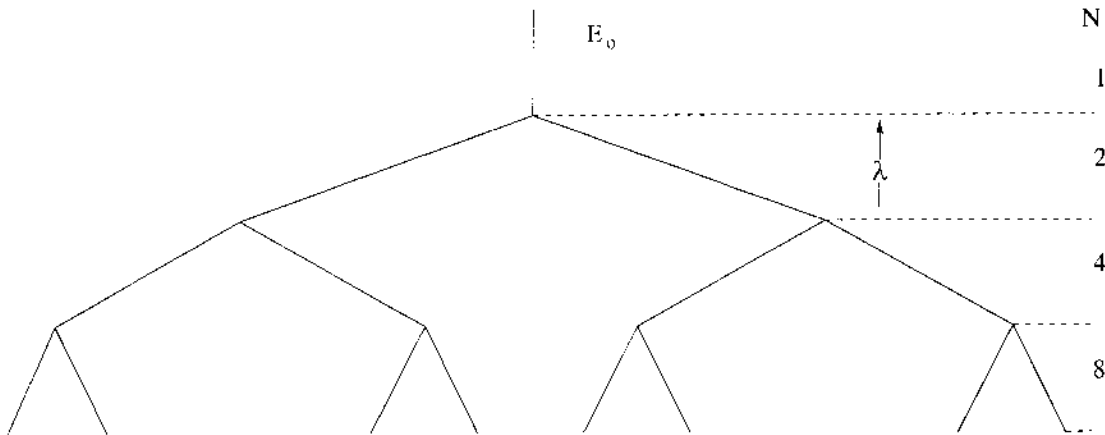


Figura 5.2: Modelo Esquemático para a Cascata Eletromagnética

radiação quântica sob o ponto de vista de uma discussão somente de cascatas eletromagnéticas, porém a estrutura básica desse modelo também pode ser aplicada a chuveiros atmosféricos gerados por hádrons.

Consideremos o processo de ramificações mostrados na figura (5.2). Cada segmento de linha pode ser considerado como uma partícula ou como um pacote de energia. Em cada vértice a energia sobre uma linha é dividida em duas. As ramificações acontecem depois de uma colisão de comprimento  $\lambda$ , para qualquer processo de divisão. Após  $n = X/\lambda$  ramificações, o número de segmentos é,

$$N(X) = 2^{X/\lambda} \tag{5.1}$$

onde  $X$  é a profundidade de inclinação ao longo do eixo do chuveiro Para uma profundidade  $X$  a energia por partícula é:

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \tag{5.2}$$

As divisões continuam até  $E(X) = E_c$ , onde  $E_c$  é a energia crítica para o processo das divisões. Depois desta energia crítica as partículas só perdem, são absorvidas ou decaem dependendo do processo (hadrônico ou eletromagnético). O número máximo de partículas

no chuvaireo máxime nesse modelo é:

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \tag{5.3}$$

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \tag{5.4}$$

As características básicas de (5.3) e (5.4). estão definidas para cascatas eletromagnéticas e também aproximadamente, para cascatas hadrônicas,

$$N_{max} \propto E_0 \tag{5.5}$$

e

$$X_{max} \propto \ln(E_0) \tag{5.6}$$

### Cascata eletromagnética

A cascata eletromagnética pode ser descrita como um processo que envolve as interações de elétrons, pósitrons e raios  $\gamma$  quando eles atravessam a matéria. A cascata eletromagnética é produzida quando um fóton, gerado no decaimento do pión neutro da origem a um par elétron-pósitron que gera outros fótons por *bremstrahlung* e assim por diante, repetindo o processo muitas vezes. Podemos ter uma idéia do número de partículas geradas, através de um modelo simples. A energia inicial do fóton  $E_0$  é compartilhada pelo par de léptons criados no processo, cada um deles carregando  $E_0/2$ . Após este processo acontecer  $N$ -vezes e avançar uma distância  $\mathbf{X}$ , o número de partículas é  $N = 2^N$  ou  $N(X)$  ou  $N(X) = 2^{X/\lambda}$ , com uma energia média  $E(N) = E_0/2^N$ . Este processo continua até as partículas atingirem a energia crítica  $E_c$  (ver figura 5.2). Abaixo desta energia o processo mais importante para a perda da energia para os léptons passa a ser a ionização e não o *bremstrahlung*, enquanto que para os fótons, o processo Compton inverso passa a ser mais importante que a produção de pares. Nesta energia o número de partículas passa

a diminuir, e existe uma profundidade máxima  $X_{max}$ , onde quase todas as partículas têm uma energia perto de  $E_c$ , sendo o número de partículas  $N(X_{max}) = E_0/E_c$  e a profundidade  $X_{max} = \lambda(\ln(E_0/E_c)/\ln 2)$ .

### Cascata Hadrônica

Quando a partícula primária do raio cósmico é um núcleon ou um núcleo, dá origem a uma cascata hadrônica, onde se geram mais núcleons, píons carregados e píons neutros. Os neutros decaem gerando uma cascata eletromagnética, carregando cerca de 30% da energia da partícula inicial e dissipando 90% desta energia na sua passagem pela atmosfera por ionização, enquanto os píons carregados decaem em múons. A cascata eletromagnética e muônica se espalha, chegando ao solo dentro em uma área ao redor do eixo do raio cósmico. Os núcleons, por sua vez, geram uma cascata adicional de outros núcleons, que tendem a se aglomerar perto do eixo do raio cósmico e a induzir novas subcascatas muônicas e eletromagnéticas.

## 5.2 Propriedades dos Chuveiros

A meta do Observatório Pierre Auger é o estudo da direção de chegada, energia e composição da massa primária dos raios cósmicos. O detector de fluorescência e o detector de superfície fornecem métodos complementares para extrair estas informações dos chuveiros. A energia é medida calorimetricamente com o detector de fluorescência, e por amostragem, obtém-se a densidade de partículas, no nível do solo no detector de superfície.

A profundidade máxima do chuveiro e a forma do perfil longitudinal nos fornece um diagnóstico da composição para os dados de fluorescência. No detector de superfície, a informação da composição é extraída de um número de chuveiros característicos os quais

vão refletir a profundidade do chuveiro máximo e o conteúdo de múons no chuveiro.

### 5.2.1 Estrutura Espacial do Chuveiro

Um chuveiro é um disco amplo e fino viajando à velocidade da luz na atmosfera. As partículas ionizam e excitam as moléculas de nitrogênio no ar, produzindo uma radiação de fótons na região de luz ultravioleta (UV). A profundidade máxima de um chuveiro  $X_{max}$  é o lugar na atmosfera onde o chuveiro apresenta o maior número de partículas. Este ponto depende da energia total e a massa do núcleo primário. Com a mesma energia total, um chuveiro atmosférico proveniente de um núcleo pesado se desenvolve mais rápido do que um chuveiro produzido por prótons. Uma razão para isto acontecer é o fato de que um núcleo pesado tem uma seção transversal maior já que interage muito antes que um próton. Mais importante ainda, o núcleo pesado se comporta como uma superposição de núcleons. O modelo de superposição é um método bom e simples para se estimar o comportamento médio de muitas propriedades do chuveiro. Um núcleo de ferro produz um chuveiro o qual pode ser considerado aproximadamente como a superposição de chuveiros produzidos por 56 núcleons; cada um com  $1/56$  da energia do núcleo do ferro.  $X_{max}$  para chuveiros de prótons aumenta pelo menos  $55 \text{ g/cm}^2$  por cada década de energia. Então, reduzindo a energia em um fator de  $1/56$  diminui-se o  $X_{max}$  em aproximadamente  $100 \text{ g/cm}^2$ . Por conseguinte, um chuveiro de ferro tem um  $X_{max}$  ao redor de  $100 \text{ g/cm}^2$  menor em comparação ao  $X_{max}$  de um chuveiro produzido por um próton da mesma energia. Costuma-se, então, caracterizar a densidade de partículas ao nível do solo para diferentes distâncias do eixo do chuveiro com uma função de distribuição lateral. Geralmente é usada uma lei de potência para ajustar os dados experimentais; a forma e a inclinação vão depender do tipo de detector de superfície e da profundidade da atmosfera onde são

feitas as medições.

### 5.2.2 Estrutura Temporal da Frente do Chuveiro

As partículas se espalham desde a região do eixo do chuveiro durante todo o desenvolvimento de este. O núcleo do chuveiro se movimenta como uma fonte fluorescente quase pontual e de partículas. O plano tangente à frente do chuveiro no eixo é o plano do chuveiro. A frente do chuveiro é ligeiramente curvada, formando uma superfície esférica. As partículas longe do núcleo do chuveiro chegarão depois do plano do chuveiro devido à simples geometria.

Os elétrons e os fótons sofrem difusão para longe do eixo do chuveiro. Portanto, longe do núcleo as partículas são espalhadas no tempo, com um espalhamento temporal aproximadamente proporcional à distância do eixo. Este espalhamento temporal é útil na diferenciação dos grandes chuveiros distantes daqueles pequenos e próximos, e, por conseguinte, é muito útil no sistema de gatilho da rede de superfície. O espalhamento temporal aumenta enquanto a profundidade do chuveiro também aumenta.

Em geral, há maior concentração de múons  $\mu$ , porque eles sofrem menor espalhamento e, portanto, têm o caminho mais direto ao solo. Os chuveiros de ferro, aqueles que apresentam maior quantidade de múons e desenvolvimento na atmosfera relativamente aos chuveiros de prótons, têm por conseguinte um sinal que chega num intervalo de tempo mais curto que um chuveiro produzido por um próton com a mesma energia total. As medições baseadas neste efeito estão dentro dos mais completos diagnósticos de composição para uma rede de superfície.

### 5.3 Função de Distribuição Lateral no Haverah Park

Arranjos projetados para medir características de grandes chuveiros atmosféricos têm, detectores os quais estão distribuídos com separações entre eles maiores que o raio de Molière  $\approx 80$  metros ao nível do mar. O fato que aproximadamente a metade delas partículas que são produzidas em um chuveiro vão estar concentradas dentro de uma unidade do raio de Molière do eixo do chuveiro fez que os métodos para determinar a energia do chuveiro sejam baseados em medidas feitas a grandes distâncias do eixo do chuveiro como por exemplo medidas do  $\rho(600)$  que foram usadas no Haverah Park. Além do mais é muito difícil, determinar a forma da função de distribuição lateral com os dados disponíveis, particularmente a dependência da função com a energia primária, a qual é relativamente pequena. A variação da função de distribuição lateral com o ângulo zenital é maior e mais fácil de observar.

Nas primeiras tentativas no Haverah park foi usada a simples forma  $r^{-\eta}$ , com a finalidade de determinar os eixos dos chuveiros: encontrou-se que  $\eta$  dependia fortemente do ângulo zenital. Quando mais detectores foram adicionados ao arranjo a forma da função de distribuição lateral que ajustou os dados de uma forma mais adequada foi aquela da equação (5.7). A forma da LDF é uma função das características reais do chuveiro, relacionada com a resposta do meio detector, às múltiplas componentes do chuveiro. Os detectores Cerenkov são altamente sensíveis aos chuveiros muônicos de alta energia  $> 1$  GeV e a grandes distâncias do centro do chuveiro, os sinais observados têm uma componente muônica muito significativa. A LDF calculada a partir das medidas feitas com uma rede de tanques Cerenkov foi representada pela função de potência (modificada

) e derivada empiricamente [11] pelo grupo do Haverah Park.

$$\rho(r) = kr^{-(\eta+(r/r_0))} \quad (5.7)$$

onde  $\rho_r$  é a densidade a uma distância  $r_m$ , e  $r_0 = 4,000$  m. Foi observado que o parâmetro  $\eta$  depende fortemente do ângulo de chegada da seguinte forma:

$$\eta = 3.78 - 1.44\sec(\theta) \quad (5.8)$$

Embora a equação (5.7) seja semi-empírica é fácil de ser entendida em termos do comportamento do chuveiro. Quando o chuveiro de partículas penetra na atmosfera, ele se espalha lateralmente por efeito de dispersão múltipla e  $\eta$  decresce quando  $\theta$  (ângulo zênital) aumenta. Por outro lado quando a energia do chuveiro cresce a região da cascata onde acontece o máximo desenvolvimento do chuveiro, a qual é a fonte da maior quantidade de partículas produzidas que chegam à superfície, penetra mais no fundo da atmosfera, acarretando no aumento do parâmetro  $\eta$  quando a energia do chuveiro aumenta. Os dois efeitos são expressos pela equação (5.7) Neste sentido  $\eta$  pode ser chamado de parâmetro de *idade*<sup>1</sup> do chuveiro porque está relacionado com a espessura do material atmosférico através do qual o chuveiro atravessou desde que alcançou o máximo desenvolvimento. Embora as variações de  $\eta$  com a energia sejam pequenas, só poderão ser observadas se o núcleo do chuveiro pudesse ser localizado com exatidão independente de  $\eta$ .

### 5.3.1 Determinação da Função Lateral de Distribuição no Haverah Park (HP)

A análise dos chuveiros selecionados pode ser feita de duas maneiras diferentes. Ou usando uma função lateral de distribuição derivada empiricamente ou uma função predita

---

<sup>1</sup>a *idade* esta relacionada com o desenvolvimento longitudinal, quanto mais desenvolvido, a chuva é mais velha

por modelos . Existem importantes razões para utilizarmos primeira já que a natureza da partícula primária para cada um desses chuveiros não é conhecida, nem qual o modelo que descreve melhor os chuveiros.

A seguir vai ser descrito em forma breve como foi determinada a função de distribuição lateral (LDF)<sup>2</sup> no HP . Uma função empírica foi determinada e usada. Os chuveiros selecionados que estavam dentro de uma faixa de ângulo zênite entre  $0^0$  e  $60^0$  foi subdividida em 8 intervalos, onde os dois primeiros intervalos são  $[0^0 - 20^0]$ ,  $[20^0 - 30^0]$  e os demais em intervalos de 5 em graus cada. A função lateral de distribuição foi determinada para cada grupo da forma que é descrita nos próximos parágrafos.

A subseleção de chuveiros foi feita de tal forma que a posição do núcleo e  $\rho_{600}$  pudesse ser determinada usando 3 ou 4 das medidas de densidade de cada grupo. Tais chuveiros foram aqueles para os quais muitas das medidas de densidade foram quase iguais, e derivadas nos pontos ao redor do núcleo. Esses chuveiros foram analisados usando somente estas densidades e as medidas de densidade que não foram selecionadas normalizadas fazendo uma divisão entre  $\rho_{600}$  e a função lateral determinada de uma re-análise do conjunto completo de chuveiros de cada grupo. Encontrou-se que convergiam rapidamente. Este método de usar uma parte dos dados de alguns dos chuveiros para analisá-los, e analisar os dados restantes destes chuveiros junto com os dados dos outros chuveiros, para determinar a média da função de distribuição lateral de um grupo completo de chuveiros é conhecido como o método de **densidade redundante**. Neste método estão implícitas as suposições que o conjunto de eventos pode ser analisada de forma apropriada usando uma simples função tanto para o análise de chuveiro a chuveiro de um tamanho particular assim como

---

<sup>2</sup>siglas da nomenclatura inglesa



também para o análise de um conjunto completo de chuveiros de tamanhos diferentes. Para este cálculo o grupo de Haverah Park utilizou uma função da forma  $f_r = r^{-(\eta+(r/r_0))}$  com alguns valores empíricos dos parâmetros  $\eta$  e  $r_0$ . Esta função ajusta-se aos dados experimentais no intervalo de distâncias  $50 < r < 1500\text{m}$ . Esta função foi usada em lugar da forma  $f_r = (1/r)(1 + (r/r_0))^{-(\eta'-1)}$  porque pode ser ajustada com os dados experimentais sobre um intervalo grande de distâncias. Para  $r \ll r_0'$   $f_r = (1/r)(1 + (r/r_0'))^{-(\eta'-1)}$  se reduz a  $1/r$ . Esta função é mais achatada do que os resultados experimentais mostram, mas sobre um intervalo de distâncias  $100 < r < 1000\text{m}$  e de maior importância para a determinação do tamanho do parâmetro  $\rho_{600}$  embora as duas funções não sejam muito diferentes.

Tabela 5.1: Comparação da função de distribuição

	$\rho(50)$	$\rho(100)$	$\rho(300)$	$\rho(1000)$	$\rho(1500)$
$f(r) = r^{-(\eta+(r/r_0))}$	754	143	8.4	0.14	0.02
$f(r) = \frac{1}{r}(1 + \frac{r}{r_0})^{-(\eta'-1)}$	479	141	9.4	0.15	0.03

Por exemplo, para um chuveiro vertical de tamanho  $\rho_{600} = 1.0\text{m}^{-2}$  os sinais mostrados na tabela (5.1) foram obtidos para outras distâncias usando valores de  $\eta$  e  $r_0$  respectivamente:  $r_0 = 4,000 \text{ m}$ ,  $\eta = 2.3$  ;  $r_0' = 243\text{m}$ ,  $\eta' = 4.51$ . Os valores das médias dos parâmetros  $\eta$  e  $r_0$  obtidos do modo de análise indicados para as faixas de 8 ângulos zênitais, na figura (5.3).

Os valores desses parâmetros sobre uma série de faixas definidas arbitrariamente devem variar levemente. O parâmetro  $r_0$  foi considerado como independente do ângulo zênital dentro das incertezas das medidas, com o valor  $r_0 = 4,000\text{m}$ , e usando este valor determinou-se o melhor ajuste de valores de  $\eta$ . Isto é representado pela equação

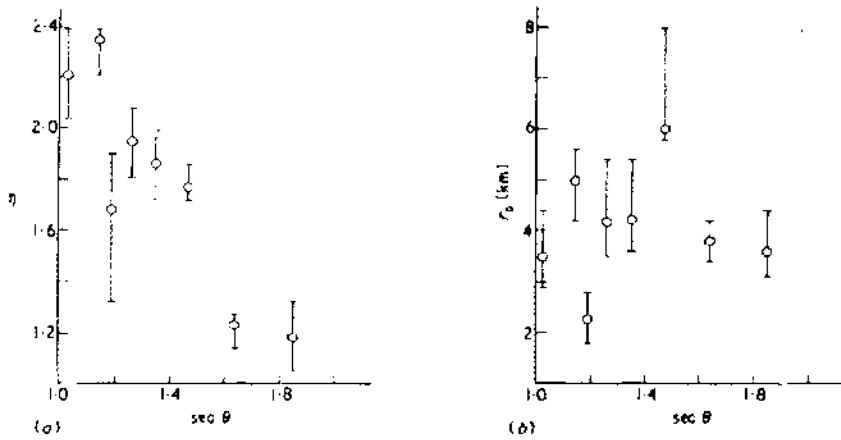


Figura 5.3: Dados de 8 ângulos zênites, para a determinação da Função de Distribuição Lateral.

$\eta = 3.78 - 1.44sec\theta$  Os valores de  $r_0$  e  $\eta$  foram usados na seguinte forma. Na figura (5.4) e na figura (5.5) temos dois exemplos de aplicação desta função estrutura num amplo intervalo de tamanhos dos chuveiros quase-verticais figura (5.4) e da diferença da função estrutura para um chuveiro quase-vertical comparado com aqueles na região limitada do ângulo zênite perto dos  $60^\circ$  figura (5.5).

As variações da função lateral de distribuição com o ângulo zênital foram comparadas com aquelas previstas por Hillas no modelo dele (próton primário) **modelo  $E^1$**  (Hillas et al 1971b). Para todos os ângulos, o modelo mostra-se eficiente na faixa de  $200 < r < 800$ , mas para todos os ângulos zênitais no limite de pequenas distâncias, as distribuições observadas são mais achatadas e as distâncias mais longas são mais íngremes do que as distribuições teóricas.

### 5.3.2 Atenuação dos chuveiros na atmosfera

Usando o argumento que o número de chuveiros com a mesma energia por unidade de ângulo sólido são iguais em função ao aumento do ângulo zênite, é possível investigar empiricamente a atenuação dos chuveiros atmosféricos. Os dados têm sido analisados

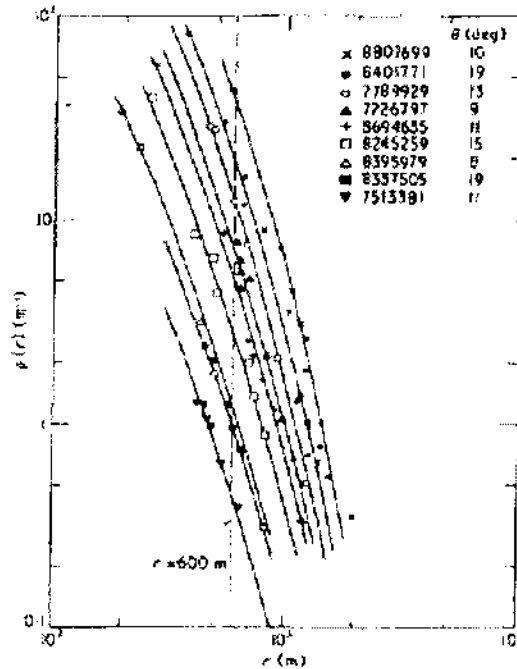


Figura 5.4: Função de Distribuição Lateral para  $\rho_r$  ajustada para uma faixa de chuveiros com  $\theta < 20^\circ$ . Os chuveiros dos extremos mostrados na figura têm energias de  $3 \times 10^{17}$  eV e  $2.7 \times 10^{19}$  eV ( $\times$ ). A linha tracejada em  $r = 600$ m mostram a relação de  $\rho_{600}$  com o conjunto de medidas para cada chuveiro [11]

sob a suposição de um comportamento exponencial e um comprimento característico de atenuação  $\lambda$ . Egde [11] mostrou que  $\rho_{600}$ , o sinal à distância de 600 metros do eixo do chuveiro, está dado pela seguinte equação:

$$\rho_\lambda(600) = \rho(600) \exp\left(\frac{1018}{\lambda}(\sec(\theta) - 1)\right) \tag{5.9}$$

onde  $\rho_\lambda(600)$  é o valor equivalente de  $\rho(600)$  para um chuveiro de vertical de igual energia. 1018g/cm<sup>2</sup> é a profundidade atmosférica media do lugar (Haverah Park), e o ângulo  $\theta$  é o ângulo zênite do chuveiro. O valor determinado para  $\lambda$  foi de  $760 \pm 40$  g/cm<sup>2</sup>, válido para chuveiros com ângulo zênite menor que  $60^\circ$ . Não foi encontrada nenhuma dependencia deste valor com o aumento da energia do chuveiro, o cálculo foi feito para energias até  $8 \times 10^{18}$ eV, no entanto se espera o mesmo comportamento para energias mais altas ( $E > 10^{19}$ )[12]. A relação entre a densidade de partículas de um grande chuveiro atmos-

ferico medido por um arranjo de detectores de superfície e a energia do primário deve ser determinado usando modelos de chuueiros analíticos ou usando simulações . Simulações feitas por Hillas et al indicaram a seguinte relação:

$$E = \beta \rho_{\lambda} (600)^{\alpha} \tag{5.10}$$

Onde E é a energia da partícula primaria,  $\beta = 7.04 \times 10^{17} \text{eV}$ , e  $\alpha = 1.018$ . Estes cálculos são válidos para uma ampla variedade de suposições, chame-se por exemplos as interações para energias maiores do que aquelas obtidas nos experimentos com aceleradores, e também para um conjunto independente de hipoteses relacionadas à massas das partículas primárias [13].

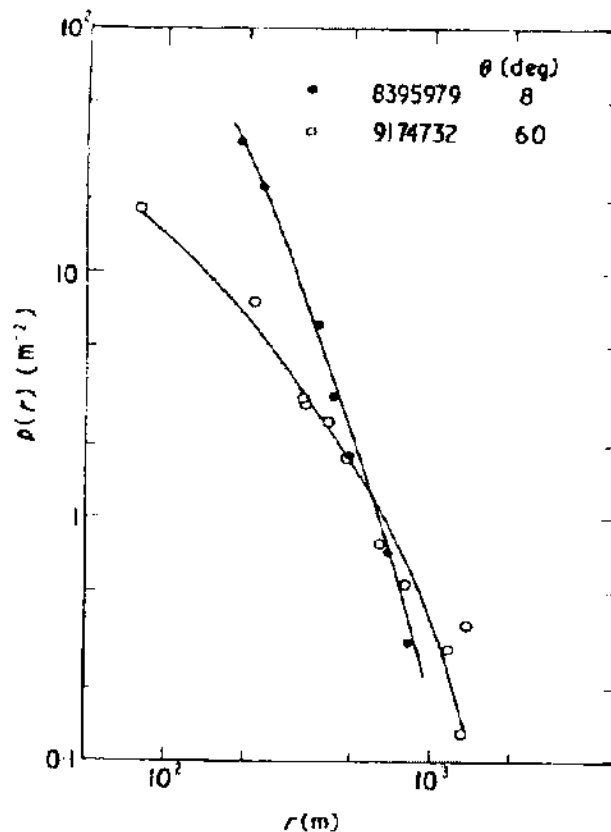


Figura 5.5: Variação da função de distribuição  $\rho_r$  entre valores extremos do ângulo zênite  $\theta$ . [11]

# Capítulo 6

## Técnicas para a Medida de Chuveiros Atmosféricos com os Detectores de Superfície

### 6.1 Radiação Cerenkov

Neste capítulo vamos mostrar o argumento teórico no qual estão baseados os detectores de superfície, o efeito Cerenkov o qual dá origem ao nome dos detectores.

Para fazer a descrição do efeito Cerenkov vamos supor que um elétron passa através de uma seção de vidro ou qualquer outro meio transparente a figura (6.1) a mostra uma pequena seção do vidro perto do caminho do elétron, os círculos representam átomos individuais do vidro. Na região perto do caminho do elétron, o campo elétrico da partícula causa uma desordem nos átomos fazendo com que as cargas negativas do átomo sejam deslocadas para um lado enquanto que as cargas positivas pesadas do núcleo do átomo sejam deslocadas para o lado oposto. Assim, o meio se polariza ao redor do ponto  $p$ . Quando o elétron se desloca para fora desta região os átomos em  $p$  voltam a sua forma normal. Quando os átomos são tirados de sua posição normal eles se comportam como dipolos elementares, com os pólos negativos na direção oposta do caminho percorrido pelo elétron, se a partícula que passou foi um elétron ou vice-versa para o caso contrário

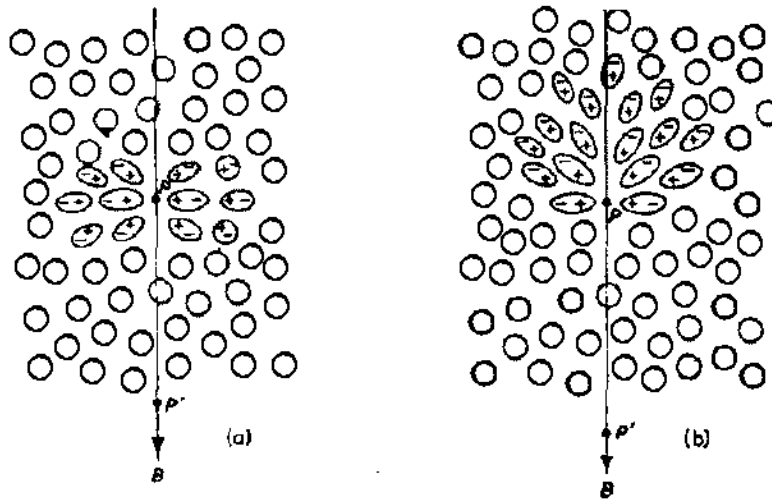


Figura 6.1: Efeito Cerenkov.

(pósitron ou próton). Consequentemente, quando uma partícula viaja através de um meio, cada região do vidro (ao longo do caminho) vai receber um pequeno pulso eletromagnético ao redor do elétron e não haverá nenhuma resultante ao longo da distância percorrida e, consequentemente não existirá radiação.

Neste caso existe simetria tanto no plano azimutal como ao longo do eixo. A situação é diferente quando o elétron se movimenta rapidamente com velocidade comparável com aquela da luz no meio. Aqui o campo da polarização deixa de ser completamente simétrico. No plano azimutal a simetria se conserva, ver fig(6.1b) mas ao longo do eixo há um dipolo resultante inclusive a grandes distâncias do caminho da partícula. O elétron estabelecerá momentaneamente este campo do dipolo para cada elemento. Assim, cada elemento emitirá pequenos pulsos eletromagnéticos. A radiação será espalhada sobre uma banda de frequências correspondentes às diversas componentes de Fourier deste pulso. Geralmente as *wavelets* irradiadas ao longo do caminho da partícula interferem destrutivamente de modo que a certa distância a intensidade do campo resultante é ainda zero. Entretanto, se a velocidade da partícula é maior que a velocidade da fase da luz no meio, então em

algumas partes do caminho percorrido pelo clótron é possível que as *wavelets* estejam em fase com alguma outra, assim a certa distância de um ponto de observação, haverá então um campo resultante. Na figura (6.2) observa-se que esta radiação pode ser detectada em um ângulo particular  $\theta$ , com respeito ao caminho da partícula, o ângulo onde as *wavelets* de certos pontos tais como  $P_1, P_2, P_3$  ao longo do caminho AB são coerentes e combiram para formar uma frente de onda que nós chamaremos BC. Esta coerência acontece quando uma partícula atravessa AB no mesmo tempo que a luz toma para viajar AC. Se a velocidade da partícula é  $\beta c$ , onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  o índice refrativo do meio, em um tempo  $\Delta T$  a partícula viajará uma distância então  $AB = \beta c \Delta T$ , e a luz uma distância  $AC = \Delta T(c/n)$ ; destas relações obteremos:

$$\cos \theta = 1/(\beta n) \quad (6.1)$$

o qual é conhecido como a Relação Cerenkov, assim :

i) Para um meio de índice de refração  $n$ , há um limite de velocidade  $\beta_{min} = (1/n)$ ; para valores inferiores a esta velocidade não existe radiação Cerenkov

ii) Para uma partícula ultra-relativística, onde  $\beta = 1$ , existe um ângulo máximo de emissão,  $\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$

iii) A radiação acontece principalmente nas regiões de espectro visível e perto do visível para o qual  $n > 1$ . Para raios X é impossível detectá-los porque  $n$  teria que ser menor que a unidade o qual não tem sentido na física.

## 6.2 Rede de Detectores de Superfície

No Observatório Auger foi escolhida a técnica de detectar a luz Cerenkov . Uma rede de tanques Cerenkov tem os requerimentos físicos básicos para a detecção de partículas

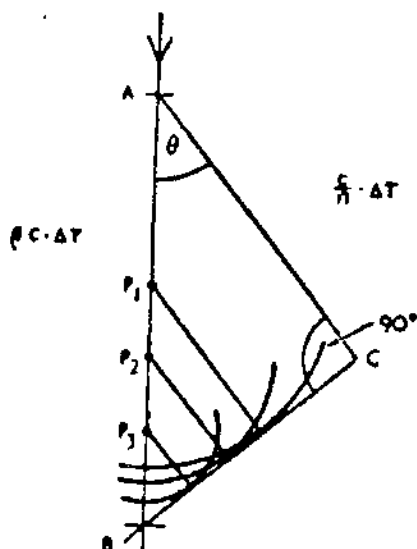


Figura 6.2: Modelo Geométrico do Efeito Cerenkov.

produzidas pela interação de partículas primárias com a atmosfera.

Durante 20 anos uma rede de 12 km composta por mais de 200 unidades (tanques) Cerenkov em Haverah Park na cidade de Leeds (Inglaterra) registrou grandes chuueiros atmosféricos. A experiência ganha nesse experimento forneceu muita informação para o Projeto Pierre Auger. Em particular, mostrou que uma rede baseada nesta técnica pode trabalhar por longos períodos de tempo com muita estabilidade e baixo custo de manutenção. Alternativas à técnica Cerenkov foram consideradas para a rede de detectores de superfície. No entanto, os detectores Cerenkov foram selecionados devido à sua simplicidade, confiança nas medidas feitas anteriormente e, também, porque a resposta do detector à componente do chuueiro oferece maiores vantagens que as demais.

A altitude dos lugares selecionados para os sítios do Observatório Pierre Auger é aproximadamente de 1400m acima do nível do mar, o que deixa a rede de detectores debaixo de  $880g/cm^2$  da atmosfera, o qual está perto do máximo do chuueiro para rastos verticais no intervalo de energia na qual estamos interessados. Posto que a quantidade de atmosfera



que o chuveiro atravessa antes de atingir a superfície aumenta com o ângulo zenital, a maior parte dos chuveiros chegarão depois de atingir o chuveiro máximo. Neste decaimento, as componentes eletromagnéticas atenuam-se mais rápido do que as componentes muônicas. Como resultado, diferentes tipos de detector, produzem diferentes comprimentos de atenuação do chuveiro dependendo da sensibilidade relativa às duas componentes do chuveiro. Em Haverah Park o coeficiente de atenuação ou percurso meio<sup>1</sup> para a densidade da sinal dos tanques Cerenkov a 600m do centro do chuveiro foi  $760 \pm 40g/cm^2$  e para a rede de cintilador Yakust foi encontrado um valor de  $500 \pm 40g/cm^2$ . Estes resultados sugerem que a rede Cerenkov tem menor sensibilidade à profundidade da atmosfera e por conseguinte ao ângulo zenital da rede do cintilador.

Um detector que apresenta, uma taxa muito grande entre a profundidade e o tamanho lateral, como é o caso do detector Cerenkov, apresenta outra vantagem: a área projetada no plano perpendicular ao eixo do chuveiro cai muito mais devagar com o incremento do ângulo zenital do que para um detector que seja mais preciso. Este efeito geométrico, misturado com a redução na sensibilidade, dá como resultado uma potência maior por unidade de detector e uma maior visão uniforme do firmamento em termos do ângulo de inclinação.

### 6.3 Descrição do Detector Cerenkov

Os detectores Cerenkov foram selecionados como a tecnologia adequada de detectores para a rede de superfície do Observatório Pierre Auger. Este detector é composto por um volume de água que atua como um radiador Cerenkov visto por tres fotomultiplicadores. Este é um detector cilíndrico de 1.2 m de profundidade com uma área de superfície superior a

---

<sup>1</sup>probabilidade de acontecer uma interação depois da outra

$10m^2$  (raio de 1.8m). A profundidade maximiza os sinais. Além disso, a profundidade do tanque deve ser de tal forma que permita a identificação dos múons. Na figura (2.2) podemos ver um desenho da estrutura do tanque Cerenkov.

## 6.4 Ferramentas Usadas na Simulação

### 6.4.1 AIRES: Um sistema para à Simulação de Chuveiros Atmosféricos

O sistema AIRES[14] é um conjunto de programas feitos para simular os chuveiros atmosféricos. Um dos objetivos básicos considerados durante o desenvolvimento do "software" é o desenho do programa, para facilitar e ser flexível entre os diferentes modelos disponíveis, sem ter que tomar algum em particular. O programa intitulado **MOCCA** [15] foi usado como a referência primária quando foi desenvolvida a primeira versão do AIRES.

É importante comentar, que a presente versão do AIRES inclui modificações aos algoritmos originais, os quais podem alterar as saídas do programa com respecto ao Mocca. Isto implica no fato de que ambos não são estritamente equivalentes, apesar dos algoritmos físicos de AIRES estarem inspirados no Mocca. Outra característica das simulações de raios cósmicos ultra energéticos que foi levada em conta no desenvolvimento de AIRES é o alto número de partículas envolvidas. Por exemplo, um chuveiro com energia de  $10^{20}$  eV contém ao redor de  $10^{11}$  partículas secundárias.

Existem muitas quantidades que definem as condições gerais e o contorno de um chuveiro atmosférico, tais como a identidade da partícula primária, a energia, a posição da superfície, a quantidade de energia mínima que a partícula deve ter para ser considerada na simulação, a intensidade e orientação do campo geomagnético, etc. Além disso, é possível

definir muitas observações que são úteis para caracterizar o chuveiro de partículas, tais como, distribuições longitudinais e laterais, distribuições de energia e posição do máximo do chuveiro

O AIRES fornece um ambiente cômodo para controlar todos as entradas e saídas . O Compendio do Programa AIRES ("The AIRES Summary Program") e a Biblioteca do AIRES ("AIRES Object Library") representam um conjunto de ferramentas para controlar os dados de saída (*outputs*). Existe uma compressão dos dados de saída, os quais podem ser processados com a ajuda de algumas rotinas auxiliares que estão incluídas na biblioteca de AIRES. Na versão de AIRES que foi usada para a simulação se considerou o seguinte:

- A forma esférica da Terra foi levada em conta, a qual juntamente com a melhora dos algoritmos da geometria do chuveiro permitiram operações mais cuidadosas para todos os ângulos zenitais.
- O campo geomagnético foi considerado durante a propagação de partículas carregadas. É possível mudar a força do campo e a orientação manualmente ou com ajuda de um modelo auxiliar ("*The international Geomagnetic Reference Field*").
- AIRES, ao contrario do Mocca, permite o uso do Modelo de Interação Hadrônica QGSJET.
- Os procedimentos para o *bremstrahlung* e produção de pares foram melhorados.

### Características Gerais do AIRES

- Sistema Coordenado:

O Sistema de coordenadas do AIRES é um sistema cartesiano onde a origem está localizada no nível do mar em uma localização geográfica específica. O plano  $xy$  está

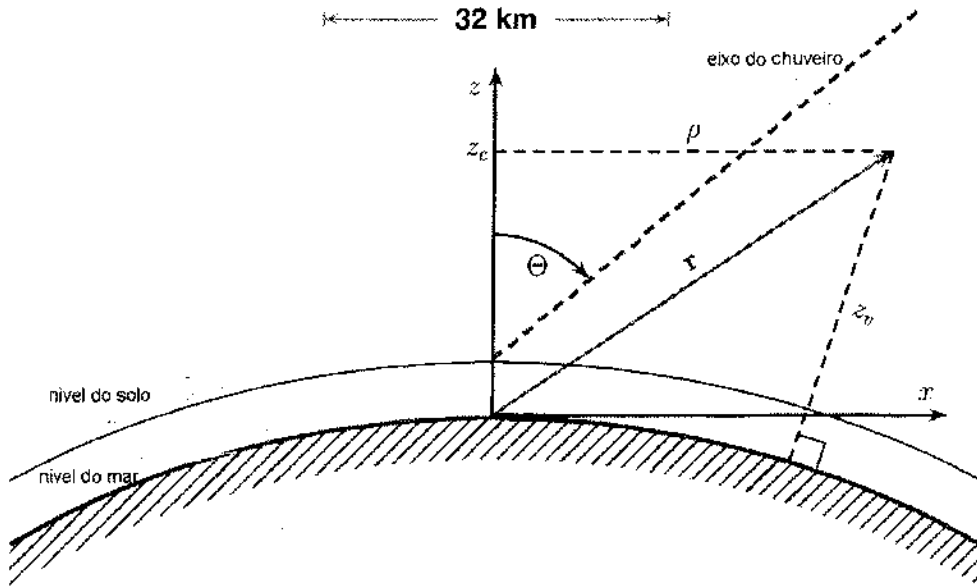


Figura 6.3: Sistema de Coordenadas usadas no programa de simulação AIRES.

localizado horizontalmente sobre o nível do mar com o eixo  $z$  positivo para cima. O eixo  $x$  aponta ao longo do norte magnético local, que é a direção local da componente horizontal do campo geomagnético enquanto o eixo  $y$  aponta da direção Oeste.

A figura (6.3) mostra uma representação do sistema de coordenadas usado pelo AIRES. O nível do solo, é o nível de injeção e está referido a superfícies esféricas concêntricas ao nível da superfície do mar e cruza o eixo  $z$  em  $z = z_g$  ( $z_g \geq 0$ ) e  $z = z_i$  ( $z_i \geq z_g$ ). O eixo de um chuveiro com ângulo zênital  $\Theta$  é definido como a linha reta que passa pelo ponto de intersecção entre o nível do solo e o eixo  $z$ , e faz um ângulo  $\Theta$  com o eixo  $z$  ( $0 \leq \Theta \leq 90^\circ$ ). O ângulo azimutal  $\Phi$  é o ângulo entre a projeção horizontal do eixo do chuveiro e o eixo  $x$  ( $0 \leq \Phi < 360^\circ$ ).

Todas as superfícies esféricas mencionadas são aproximadamente planas. Esta aproximação é justificada já que as distâncias horizontais envolvidas são pequenas comparadas com o raio da Terra,  $R_e$  ( $R_e = 6370949m$ ). Este caso se aplica para chuveiros com ângulo

zenital pequeno, mas não para aqueles com ângulos zenitais maiores que  $60^\circ$ .

Nesta versão de AIRES, a curvatura da Terra é levada em conta para possibilitar a simulação com ângulos zênite no intervalo  $(0 \leq \Theta < 90^\circ)$ .

- Atmosfera:

A atmosfera tem sido estudada e medida durante as últimas décadas. Os resultados dos muitos modelos e parametrizações de dados medidos foram publicados. O modelo chamado "*US Standar Atmosphere*"[16] que é o modelo mais usado esta baseado em dados experimentais. Este modelo foi escolhido para o AIRES porque dá uma aproximação mais realista da atmosfera média.

Uma característica da atmosfera média é a falta de homogeneidade. Por exemplo, a densidade diminui seis ordens de magnitude quando a altitude acima o nível do mar passa de zero a 100 km e outras seis ordens de magnitude no intervalo 100-300 km. A atmosfera é, por conseguinte, uma capa esfericamente simétrica com alguns quilômetros de espessura, onde o raio interno é o raio da Terra. A composição química do ar está definida pelo peso molecular médio o qual é aproximadamente invariante na região  $0 \leq h \leq 90$  km e diminui progressivamente para grandes valores de  $h$ . O valor constante  $M = 28.966$  corresponde ao peso molecular médio correspondente á mistura de 78.09% de  $N_2$  , 20.95% de  $O_2$  , 0.93% de Ar e 0.03% de outros gases [17].

A quantidade que descreve naturalmente a variação da densidade do meio atmosférico é chamada de profundidade atmosférica vertical  $X_v$  definida como:

$$X_v(h) = \int \rho_z dz \quad (6.2)$$

O caminho de integração é a linha vertical que vai desde uma altitude  $h$ , até o infinito.

A unidade comum para expressar  $X_v$  é  $g/cm^2$ .

As Interações que foram consideradas na versão do AIRES foram as seguintes:

**Processos Electrodinâmicos:**

- Produção e aniquilação de pares  $e^+e^-$
- Bremsstrahlung (elétrons e pósitrons)
- Emissões do Elétrons, (Raios( $\delta$ ))
- Efeito Compton e Fotoelétrico
- Efeito LPM e Supressão Dielétrica.

**Processos Hadrônicos.**

- Colisão Inelástica Núcleo-Hádrón
- Reações Fotonucleares
- Fragmentação nuclear, clássica e inelástica

**Decaimentos de Partículas Instáveis.**

**Propagação de Partículas.**

- Perda de Energia Média (Ionização)
- Espalhamento Múltiplo e de Coulomb

As interações Hádronicas inelásticas e as reações fotonucleares são processadas através de modelos de interações hádrónica externos quando as energias passam de um certo umbral; caso contrário elas são calculadas usando o algoritmo de Hillas. A maioria dos procedimentos que foram mencionados acima são parte de um grupo de algoritmos que já foram implementados. Estes algoritmos incluem detalhes técnicos; a explicação dos quais está fora do objetivo deste trabalho.

No programa AIRES as partículas são guardadas em arranjos (empilhados) e processados em forma sequencial. Cada partícula que entra contém diferentes variáveis que as

caracteriza, por exemplo: Data, código da partícula, energia, posição, direção do movimento. Na simulação, a inicialização do chuveiro começa quando uma partícula é somada ao arranjo (previamente vazio), então o processo de empilhamento é iniciado.

### 6.4.2 Amostra estatística de partículas : O algoritmo *thinning*

O número de partículas que são produzidas em um chuveiro cresce quando a energia do primário cresce. Para primários de muita alta energia o número das partículas secundárias pode ser tão grande que seria impossível simular a propagação de todas. Para citar um exemplo, um chuveiro iniciado por um próton com uma energia de  $10^{20}$  eV produz  $10^{11}$  partículas.

Porém as simulações são possíveis usando um mecanismo de amostras estatísticas o qual permite a propagação de uma pequena fração representativa do número total de partículas. Pesos estatísticos ( $w$ ) são designados à amostras de partículas para compensar aquelas que são rejeitadas. No começo da simulação, o peso designado ao primário é de 1.

O algoritmo da amostragem usado em AIREs é chamado de *thinning algorithm* ou também de *thinning*. Este algoritmo é uma extensão do algoritmo do *thinning* introduzido por A.M. Hillas, e que foi implementado em módulos como um procedimento o qual é independente das unidades encarregadas da simulação das interações físicas.

#### Algoritmo *thinning* do Hillas

Vamos a considerar o processo:

$$A \rightarrow B_1 B_2 \dots B_n, \quad n \geq 1 \quad (6.3)$$

onde a partícula primária A gera um conjunto de  $n$  partículas secundárias  $B_1, \dots, B_n$ .  $E_A$  ( $E_{B_i}$ ) são as energias de A ( $B_i$ ), e  $E_{th}$  é uma energia fixa chamada energia do *thin-*

ning. Antes de incluir as partículas secundárias ao processo da simulação, a energia  $E_A$  é comparada com  $E_{th}$ , e:

- Se  $E_A \geq E_{th}$ , cada partícula secundária é analisada em forma separada, com uma probabilidade de aceitação

$$P_i = 1 \quad \text{se} \quad E_{B_i} \geq E_{th} \quad (6.4)$$

ou

$$P_i = \frac{E_{B_i}}{E_{th}} \quad \text{se} \quad E_{B_i} < E_{th} \quad (6.5)$$

- se  $E_A < E_{th}$ , significa que a partícula primária vem de uma previa operação do thinning, para este caso somente uma partícula secundária é conservada a qual é escolhida dentro do conjunto das secundárias com probabilidade de:

$$P_i = \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^n E_{B_j}} \quad (6.6)$$

o que significa que uma vez que a energia do *thinning* é atingida, o número de partículas não aumenta.

Nos dois casos anteriores o peso da partícula secundária aceita é igual ao peso da partícula A multiplicada pela inversa de  $P_i$ .

O fato que os pesos estatísticos sejam estabelecidos com a inversa das probabilidades de aceitação garante que não exista uma tendencia na amostragem; o que significa que as medias avaliadas usando as partículas com seus respectivos pesos não dependem da energia do *thinning*, e serão "idênticas" a aquelas geradas com  $E_{th} = 0$ .

Somente as flutuações são afetadas pelo nível do *thinning*. Se  $E_{th}$  esta perto da energia primária, então, o processo do *thinning* começa cedo no desenvolvimento do chuveiro, e



obtem-se poucas amostras, com um número grande e flutuante do peso estatístico designado à amostra. Por outro lado, para valores de *thinning* pequenos produzem amostras grandes, com flutuações estatísticas menores.

### O algoritmo estendido *thinning* do AIRES

O algoritmo do *thinning* do programa AIRES(2.4.0) inclui uma característica adicional que ajuda ao controle das flutuações dos pesos estatísticos. Este algoritmo foi feito para assegurar que todos pesos estatísticos não sejam maiores que um determinado número positivo  $W_r > 1$ , especificado como um parâmetro externo. Este mecanismo é resumido a seguir:

Seja  $w_A$  o peso da partícula A, e  $W_y < W_r/2$  um número positivo(adicional). Vamos considerar o número de processos secundarios da equação (6.3)

- Se  $n \leq 3$  então:
  - Se  $w_A > W_y$  ou  $w_A E_A / \min(E_{B_1}, \dots, E_{B_n}) > W_r$  então todas as partículas secundarias  $B_1, \dots, B_n$  são mantidas.
  - De outro modo o algoritmo estândar de Hillas é usado.
- Se  $n > 3$  então é usado o algortimo estândard de Hillas, porém se o peso de uma partícula secundaria escolhida,  $w_B$  resulta maior que  $W_r$ , então  $m$  copias de esta secundaria são mantidas para a propagação, cada uma com um peso  $w'_B = w_B/m$ .  
O valor de  $m$  (inteiro) é ajustado para assegurar que  $W_y < w'_B < W_r$ .

Para o caso do algoritmo estendido do AIRES  $W_y = W_r/8$  e o limite  $W_r$  é definido como:

$$W_r = A_0 E_{th} W_f \quad (6.7)$$

Onde o valor de  $A_0$  é uma constante igual a  $14\text{GeV}^{-1}$  e  $W_f$  é um parâmetro externo o qual pode ser controlado pelo usuário e é chamado de *o fator do peso estatístico*. Para melhorar o algoritmo da amostragem, foram definidos[14] diferentes pesos limites para diferentes tipos de partículas. Para o caso de AIRES dois fatores de peso foram definidos,  $W_f^{EM}$  e  $W_f^H$ , a primeira para o caso eletromagnético e a segunda para o caso de partículas pesadas. O parâmetro  $W_f^H$  é especificado em forma indireta, através do control do seguinte fator:

$$A_{EH} = \frac{W_f^{EM}}{W_f^H} \quad (6.8)$$

O qual permite avaliar  $W_f^H$  a partir de  $W_f^{EM}$ . Na equação (6.7) podemos observar que  $W_f$  depende da energia do *thinning*  $E_{th}$ . O valor da constante  $A_0$  foi ajustada para que o valor de  $A_0 E_{th}$  dei um valor aproximado da posição do valor máximo da distribuição de pesos das partículas. Se  $W_f \rightarrow \infty$  o algoritmo estendido converte-se ao procedimento estandard de Hillas.

### Efeitos do *thinning* nas simulações

O efeito do *thinning* estandar sobre os diferentes observáveis avaliados durante as simulações pode ser visto nas figuras (6.4), (6.5), (6.6). Todas as simulações foram feitas usando condições iniciais idênticas: chuviros iniciados por prótons verticais de  $10^{19}\text{eV}$ ; para este caso foram considerados 4 diferentes valores do *thinning*  $E_{th}/E_{prim} = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-6}, 10^{-7}$ .

Em todos os casos o mecanismo de limite dos pesos estatísticos não foi tomado em conta. A figura (6.4) corresponde ao desenvolvimento longitudinal de todas as partículas carregadas, que é o número total de partículas carregadas cruzando os diferentes níveis de observação, em função da profundidade vertical dos níveis de observação.

O grau da redução da flutuação depende do observável considerado. Na figura (6.5) é mostrada a função de distribuição lateral dos eletrons e positrons ao nível do solo, para

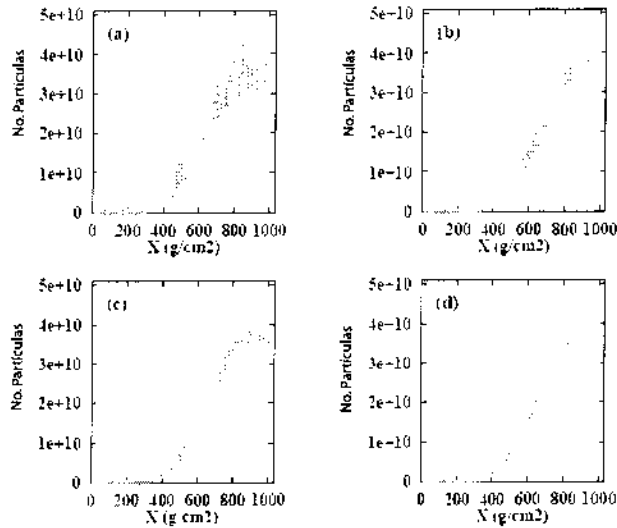


Figura 6.4: Efeito do thinning nas flutuações do número de partículas carregadas que cruzam diferentes níveis de observação durante o desenvolvimento do chuveiro. As figuras mostram a média de dez chuveiros verticais iniciados por um próton com uma energia de  $10^{19}$  eV. As figuras (a), (b), (c), (d), correspondem a  $E_{th}/E_{prim} = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-6}, 10^{-7}$

os diferentes valores do *thinning*. Pode-se ver que as flutuações persistem mesmo que o valor do thinning diminui. A distribuição lateral dos múons é mostrada na figura (6.6) a qual reflete outra característica do algoritmo do *thinning*. Apesar que as flutuações são grandes para um *thinning* relativo de  $10^{-3}$  elas são reduzidas quando o valor do *thinning* é reduzido. O comportamento dessas distribuições é devido a que os múons são partículas penetrantes, ou seja elas sofrem poucas interações em comparação com as partículas carregadas antes de atingir o solo. Portanto seus pesos estatísticos permanecem pequenos porque são produtos de poucos fatores, o qual é o responsável pelo baixo nível das flutuações produzidas. Por outro lado elétrons e pósitrons ao nível do solo vêm depois de uma longa cadeia de processos envolvendo muitas partículas anteriores, devido a este fato valores grandes nos pesos estatísticos são inevitáveis. Na figura (6.5) pode-se ver a distribuição  $e^+e^-$ .

O algoritmo estendido do AIRES pode ser útil para reduzir esses tipos de flutuações. Para

ilustrar este ponto vamos considerar os diferentes gráficos da figura (6.7), onde pode-se ver que as flutuações na densidade diminuem quando o fator de peso ( $W_f^{(EM)} = W_f^{(H)} = W_f$ ) é reduzida. Para o caso particular  $W_f = 1$  e  $W_f = 0.5$  as flutuações correspondentes ao *thinning* relativo  $10^{-5}$  são da ordem aproximada do algoritmo de Hillas para um *thinning* de  $10^{-7}$

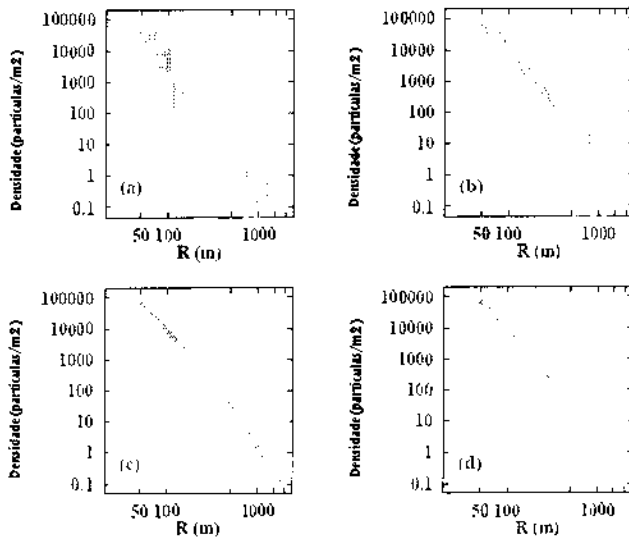


Figura 6.5: Efeito do thinning sobre as flutuações da função de distribuição lateral dos elétrons e positrons, nas mesmas condições que na figura (6.4)

Para o desenvolvimento de este trabalho foi usado um fator de peso global  $W_f = 1(W_f^{(EM)} = W_1^H)$

### 6.4.3 O Programa Sample

O programa **Sample** desenvolvido por P. Billoir [18] simula a passagem das partículas através do detector de superfície em forma local (cada tanque Cerenkov)[19]. O desenho do programa foi feito de uma maneira simples mas sob condições estatísticas realistas para modelagem da radiação Cerenkov e a coleta da luz nos tanques. Sob a suposição que os múons possuem energia para atravessar os tanques e produzir uma radiação uniforme ao

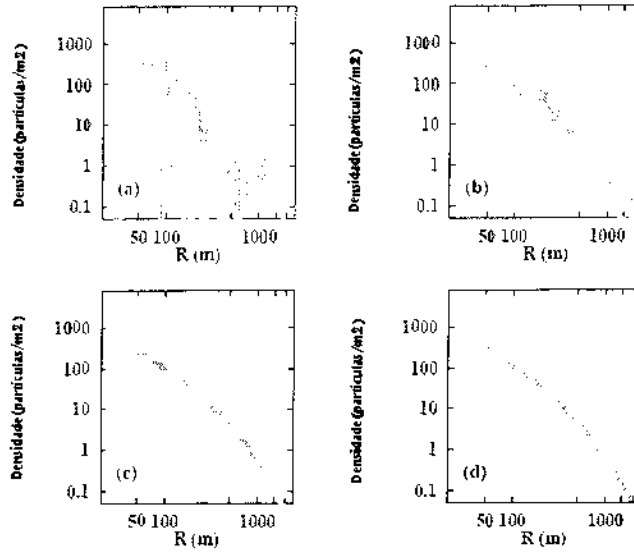


Figura 6.6: Efeito do thinning sobre as flutuações da função de distribuição lateral dos múons, nas mesmas condições que na figura (6.4)

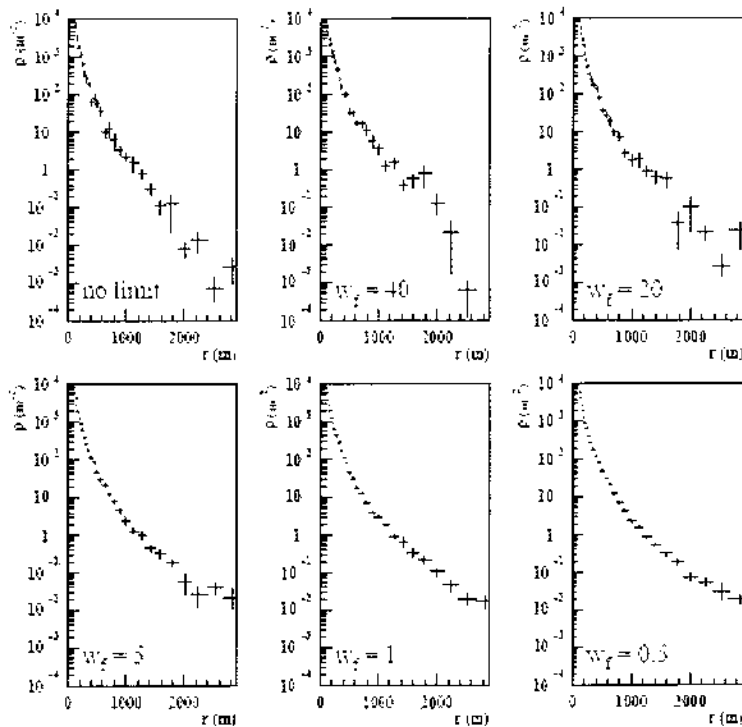


Figura 6.7: Efeito do algoritmo estendido do AIRES sobre as flutuações da função lateral dos eletrón e positrons. Os gráficos correspondem a chuviros iniciados por um próton vertical com energia de 10<sup>19</sup>eV e um thinning relativo de  $E_{th}/E_{prim} = 10^{-5}$  e diferentes fatores de peso ( $W_f^{(EM)} = W_f^{(H)} = W_f$ ) as linhas contínuas corresponde a simulações feitas em condições similares, usando o algoritmo de Pillas para um thinning relativo de 10<sup>-7</sup>. A largura das linhas corresponde à média ( $\pm$ )RMS dos valores médios

longo da distância percorrida dentro da água no tanque, outro fato que foi assumido é que fótons e elétrons perdem toda a energia no tanque com uma longitude de radiação calculada em função de 1 metro por cada 200 MeV depositados. Portanto a faixa estimada de radiação para uma partícula que passa pelo tanque é convertida linearmente a fotoelétrons (número total de fotoelétrons sobre as 3 fotomultiplicadoras), a taxa de conversão é uma adaptação do programas DETSIM<sup>2</sup> e uma versão anterior de programa sample, a qual inclui mais detalhes na resposta do detector; para condições padrão (com revestimento branco no topo do tanque), a conversão é de 100 fotoelétrons por cada múon vertical.

Um tempo  $t$  é definido para cada fotoeltron (tempo de chegada da partícula, mais um atraso aleatório que varia na faixa de 0 a 150 nanosegundos o qual reproduz a resposta observada). Finalmente a soma é feita sobre cada intervalo mínimo de tempo (25 nanosegundos), então a soma feita em faixas de 25 nanosegundos a qual é chamada de traço FADC<sup>3</sup>.

Além do mais não foi incluído ruído eletrônico. Foi assumido que depois da calibração, a flutuação do sinal é dominado pelas contribuições estatísticas da coleta das partículas e da produção de fotoelétrons. Este fato não é tão claro perto do núcleo do chuveiro onde as flutuações dos chuveiros são muito mais importantes. Um argumento que deve ser discutido, é a falta de ruído físico, o qual terá influência na determinação dos tempos de chegada em alguns dos detectores, o qual afetará o sinal integrado a grandes distâncias do núcleo do chuveiro.

---

<sup>2</sup>Subrotina de um programa maior chamado AGASIM (Auger Ground Array Simulation)

<sup>3</sup>flash analogue to digital converter

### Simulação do detector de superfície

Uma vez feita a simulação dos chuveiros é preciso redistribuir-os no detector de superfície, localizando o eixo do chuveiro em um ponto dentro do detector de superfície. Porém devido ao procedimento do *thinning* na geração dos chuveiros é necessário encontrar uma forma de descompactar as densidades de partículas que vem da simulação dos chuveiros. Estas densidades dependem principalmente da distância ao eixo do chuveiro, mas também do ângulo azimute ao redor do eixo; além do mais a distribuição angular e os tempos de chegada dependem da posição, portanto existem correlações entre as diferentes variáveis que descrevem o fluxo das partículas. Portanto é muito difícil a parametrização da distribuição em um espaço multidimensional.

Para corrigir este problema, ou seja da resposta dos detectores aos sinais simulados é usado o método de amostra local (*local sampling method*), este método consiste em:

- seja  $A$  a área do tanque projetado sobre o plano da frente do chuveiro ver figura(6.8) e  $A_0$  a área de amostragem com centro no tanque. Geralmente  $A \gg A_0$ .

Na figura (6.8) a zona de amostragem ao redor de um tanque(a uma distância  $r_{tanque}$  do núcleo do chuveiro) em coordenadas cilíndricas e para o sistema de referência do chuveiro a zona está definida como  $|r - r_{tanque}|/r_{tanque} < \delta$  e  $|\phi - \phi_{tanque}| < \alpha$ , portanto a zona de amostragem ao nível do solo  $A_0$  resulta:

$$A_0 = 4\alpha\delta r_{tanque}^2 / \cos\theta \quad (6.9)$$

- Para as partículas que atingem  $A_0$  é usado o método de amostragem local(*local sampling method*) o qual consiste em escolher todas as partículas em uma zona de amostragem previamente definida ao redor do tanque, então o peso ( $w$ ) de todas as

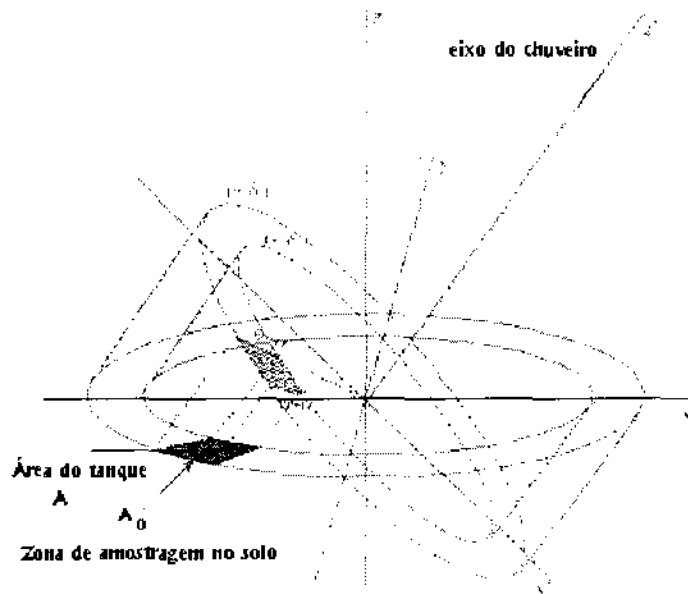


Figura 6.8: Zona de amostragem associada ao tanque no nível do solo. (figura extraída do GAP-2000-025)

partículas (produzidas na simulação do chuveiro) que entram em  $A_0$  é multiplicado por uma relação de amostragem definida como a  $(A/A_0)$  e obtém-se  $w' = w \frac{A}{A_0}$ . Uma vez feita esta "renormalização" um conjunto  $n$  de partículas é gerado usando a distribuição de Poisson e é distribuído em forma aleatória no tanque com uma média de  $w' = w \frac{A}{A_0}$

Parâmetros como o fator de peso ( $W$ , definido em 6.7), tamanho da zona de amostragem (como função de  $\delta$ ), ângulos zênite e azimute, assim como os parâmetros geométricos do detector são controlados com um arquivo externo de entrada.

## 6.5 Flutuações Naturais e Artificiais no Detector de Superfície

A fonte mais importante das flutuações no desenvolvimento do chuveiro é constituída pela incerteza no conhecimento da profundidade da atmosfera na qual o primário começa a interagir com as moléculas do ar e das características das primeiras interações hadrônicas



para essas energias . As médias sobre um grande número de partículas são calculadas em flutuações de interações posteriores . A profundidade da primeira interação tem um efeito direto sobre a profundidade do chuveiro máximo. Além do mais, as flutuações no número relativo de píons carregados versus píons neutros nas primeiras gerações da cascata afetam a taxa de desenvolvimento da cascata eletromagnética e o conteúdo muônico do chuveiro. Essas flutuações do chuveiro ao nível do solo foram estimadas usando simulações do MOCCA [4]. A altas energias a flutuação na componente muônica é aproximadamente de 15%, enquanto as flutuações na componente eletromagnética são redor de 5% em media. A flutuação da densidade de partículas ao nível do solo é aproximadamente independente do raio, acima de 100 metros do núcleo do chuveiro. Nos detectores Cerenkov, onde as componentes muônicas e eletromagnéticas fazem contribuições comparáveis aos sinais, as flutuações físicas no sinal total são ao redor de 10%([4]).

Quando um chuveiro atinge a área onde está localizado o detector, o sinal produzido em um dos detectores é o resultado de um conjunto complexo de processos aleatórios. Por conseguinte as características do sinal são quantidades que flutuam. Em vista disso o objetivo de qualquer programa de simulação é reproduzir o mais perto da realidade essas características incluindo as flutuações. No entanto, na prática, o "thinning" no algoritmo introduz algumas flutuações artificiais, devido a que os arquivos de saída da simulação contém somente um subconjunto das partículas esperadas ao nível do solo. Otimizar o método do "thinning" consiste em encontrar a melhor combinação entre o tempo de cálculo, tamanho do arquivo e as flutuações artificiais. Por outro lado, não é necessário reduzir as flutuações artificiais em regiões onde o sinal é intrinsecamente incerto.

### 6.5.1 Classificação das flutuações

Primeiro vamos a classificar as flutuações **naturais**, na ordem de ocorrência:

1.- Os primeiros passos das cascatas eletromagnéticas e hadrônica produzem flutuações de chuva a chuva, as quais são irreduzíveis. Quando muitos tanques são atingidos, eles são a fonte principal de incerteza em as medidas individuais de energia e na identificação da partícula primária.

2.- Dentro de um chuva podem existir também flutuações das densidades no nível do solo em escalas intermediárias (entre o tamanho do tanque e o tamanho total do chuva). Elas (as densidades) são difíceis de medir com um detector disperso; devido ao *thinning* elas não são visíveis em chuvas simulados em uma escala de área menos do que os  $10m^2$  (medidas que foram feitas nos detectores Cherenkov Carmen e Miranda do Observatorio Auger).

3.- Nos tanques, existe um número finito de partículas. Para os múons, a estatística de Poisson dá uma boa aproximação para a flutuação do sinal produzido por estes; por outro lado fótons e elétrons possuem diferentes energias, então eles produzem um espectro maior da luz depositada, o qual deve ser considerado para o cálculo da densidade de partículas.

4.- A produção de foto-elétrons nas fotomultiplicadoras obedece a lei de Poisson, com pequenas flutuações (comparadas com as flutuações discutidas nos pontos anteriores).

Agora vamos a definir as flutuações **artificiais** que ocorrem no processo da simulação antes do ponto 3 definido acima.

Qualquer que for o método para determinar a densidade nos detectores de superfície (tabelas de densidades, amostras locais ou outros), as partículas que entram nos tanques são um produto da "reconstrução" de uma amostra que foi definida em uma região de tamanho

maior que o tanque, mas que contêm um número finito de partículas (feitas na simulação). Esta forma de definir as partículas que entram nos tanques é uma fonte de flutuação na estimativa da densidade (o qual inclui, o espectro de energia), que vai ser usada para gerar o conjunto de partículas dentro do tanque. Aquelas flutuações são as chamadas flutuações **artificiais**, elas devem ser avaliadas com as mesmas formulas usadas para avaliar as **naturais**, considerando as regiões das amostras como detectores virtuais.

Ao nível do tanque (pontos 3 e 4), as partículas producto da simulação e que atingem o solo chegam com um peso  $w$ , portanto não podem ser injetadas directamente no programa de simulação do tanque. Para avaliar as flutuações em condições práticas, é necessario simular a resposta do detector até a entrada nas fotomultiplicadoras. As flutuações artificiais não podem ser eliminadas totalmente, mas podem ser controladas usando um *thinning* relativo pequeno, e uma área de amostragem muito grande. Por exemplo para um tanque a uma distância  $r$  do eixo do chuveiro podemos escolher a região entre  $0.8r$  e  $1.2r$ , sem restrições no ângulo azimute. No entanto, esta escolha significa uma super-estimativa da densidade de partículas.

### 6.5.2 Tendenciosidade da amostragem

O principio da amostragem local é evitar a parametrização da densidade, e usar somente a informação da região que vai ser estudada. Aplicando estes principios, aparecem algumas tendências quando se faz a média sobre uma região grande, onde a densidade, o sinal temporal, e outros, não são constantes. No entanto algumas correções são possíveis, levando em conta algumas hipoteses válidas em qualquer posição para qualquer chuveiro. Para efetuar os cálculos, vamos assumir que a amostra em uma certa região esta definida pelas seguintes condições:

$|r - r_{st}|/r_{st} < \delta$  e  $|\phi - \phi_{st}| < \alpha$ , onde  $r$  é a distância ao eixo do chuveiro ( $r_{st}$  para os detectores), e  $\phi$  é o ângulo azimutal projetado sobre um plano frontal.

### Sinal Integrado

Para o análise do sinal integrado vai ser ignorada a dependência em  $\phi$ . Se a densidade de partículas é  $f(r)$ , a amostragem local calcula uma media sobre a função  $g(r)=rf(r)$  entre  $r(1 - \delta)$  e  $r(1 + \delta)$ . Esta função é geralmente côncava, e geralmente é sobre-estimada ver figura (6.9). O excesso relativo (eliminando termos de ordem de grandeza maior que 2) esta dado por  $(\delta r)^2 g(r)/2\dot{g}(r)$ , o qual foi calculado usando uma expansão de  $g(r)$  em series de Taylor usando o fato que se a  $f(r)$  é localmente proporcional a  $r^{-\eta}$ .

$$\frac{\Delta g}{g} = \delta r \frac{\dot{g}}{g} + \frac{(\delta r)^2}{2!} \frac{\ddot{g}}{g} \tag{6.10}$$

o qual da como resultado:

$$\frac{\Delta g}{g} = \delta(2 - \eta) + \frac{(\delta)^2}{2!}(2 - \eta)(1 - \eta) \tag{6.11}$$

Onde usamos a notação  $\dot{g} = \frac{dg}{dr}$ . Assim por exemplo, para chuveiros típicos com ângulo zenite moderado ( $\theta < 60^\circ$ ); e valores de  $\eta \sim 3$ , foi feita uma estimativa do  $\delta$  usando a equação (6.11) o resultado foi um valor de  $\delta = 0.15$  para um valor de 15% de erro relativo onde o excesso é de aproximadamente  $\delta^2$  o que significa um valor relativo do excesso de aproximadamente 2.2% , além do mais, os detectores são afetados pelo mesmo factor, o efeito visível acontece no cálculo da energia, a qual é sobrestimada, não obstante, pode ser corrigida *a posteriori* usando correções para o valor de  $\eta$ .

### Sinal temporal

Da mesma forma que para a amplitude global, o tempo de atraso (*delaytime*  $t$  com respecto à frente do chuveiro é uma função côncava de  $r$ , o qual pode induzir uma tendência

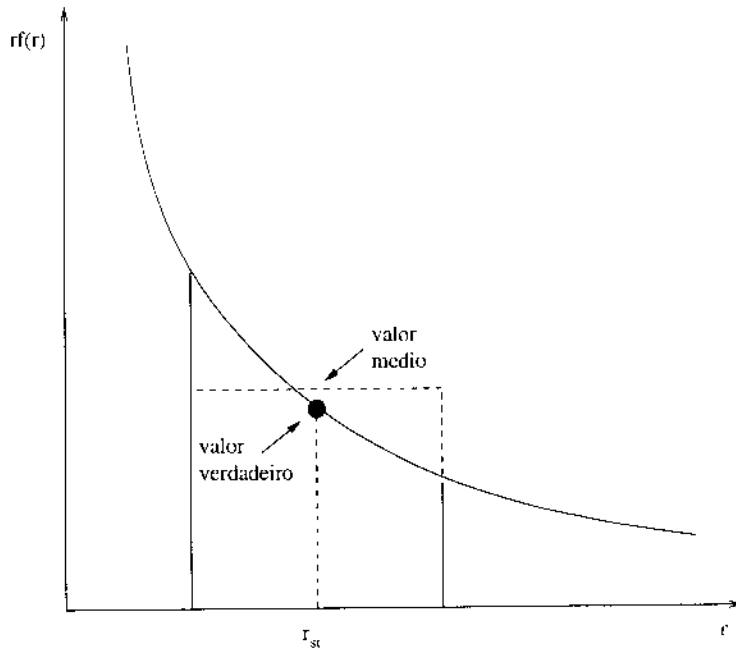


Figura 6.9: tendenciosidade na amostragem da densidade de partículas

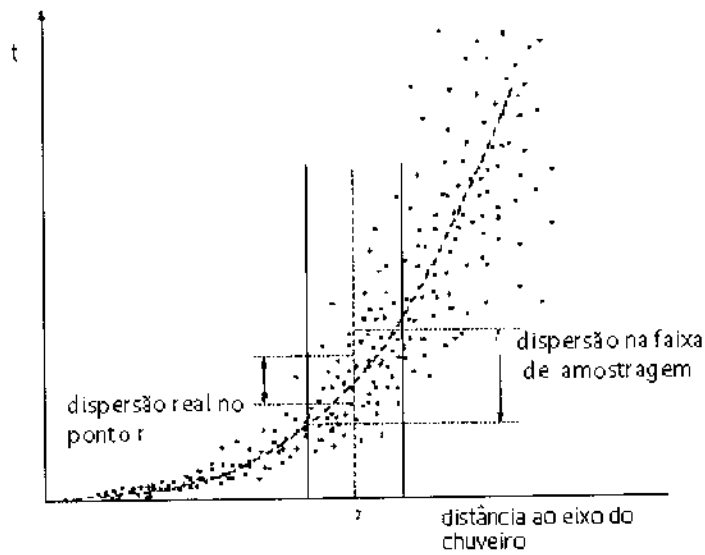


Figura 6.10: tendenciosidade na amostragem do sinal temporal

na amostragem, (veja a figura 6.10). Na prática esta tendenciosidade é desprezível ([21]) comparadas com as incertezas. A medida da curvatura é dominada pelos tanques com melhor resolução para distâncias moderadas ( $r \sim 1\text{km}$ ), onde a frente possa ser aproximada a uma forma parabólica  $\bar{t} \simeq \gamma r^2/2$  ( $\gamma \simeq 300\text{ns}/\text{km}^2$ ). A curvatura que pode ser medida com uma precisão de 10%, é sobre-estimada por um fator relativo de  $\delta^2/3$ . Para grandes distâncias do eixo do chuveiro, a frente do chuveiro é descrita por um cone, portanto para estas distâncias não existe tendenciosidade na amostragem.

Outra importante característica do sinal que pode ser alterado é o *risetime*. Se o  $\sigma_t$  é o desvio padrão para uma distância  $r$ , então o desvio padrão da amostra do sinal na faixa  $r(1 \pm \delta)$  (fig 6.10) é  $\sigma'_t = \sqrt{\sigma_t^2 + (\lambda \delta r)^2/3}$  onde  $\lambda = d\bar{t}/dr$  é a variação do tempo medio com a distância (pequenos excessos devido à não uniformidade da densidade são desprezíveis). Em primeira aproximação, para um chuveiro típico (próton, ou ferro primários),  $\lambda \simeq \gamma r$ , e  $\sigma_t \simeq \mu r$  ( $\mu \sim 1000\text{ns}/\text{km}$ ). Portanto o excesso quadrático relativo no desvio padrão é  $(\gamma \delta r / \mu)^2$ , o qual permanece insignificante até distâncias  $r = 2\text{km}$  com uma  $\delta \sim 0.2$ . Porém, para distâncias  $r \geq 1\text{km}$ , a dependência  $\bar{t}(r)$  é menor que a quadrática, e portanto as estimativas feitas não são alentadoras.

## Capítulo 7

# Identificação das Componentes Primárias

Raios cósmicos com energias acima de 100 TeV são estudados mediante aparelhos localizados sobre grandes áreas na superfície da Terra. Isto significa que os raios cósmicos com essa energia não podem ser detectados de forma direta; sendo necessário medir os produtos das cascatas de partículas atmosféricas geradas por uma astropartícula incidente. Um chuveiro de partículas atmosféricas começa quando a partícula cósmica primária interage com a atmosfera. Isto é em geral uma colisão nuclear inelástica que gera um número de partículas secundárias as quais interagem em forma similar ao anterior. Este processo de multiplicação continua até que o máximo número de partículas seja atingido. A partir deste momento o chuveiro se atenua mais e mais cada vez que mais partículas atingem o limiar da produção de partículas.

O processo da simulação envolve muitos aspectos: interações de partículas de alta energia, propriedades da atmosfera e o campo geomagnético, e os outros processos descritos anteriormente. No caso de chuveiros atmosféricos gerados por astropartículas com energias bastante grandes,  $E \geq 10^{19} \text{eV}$ , as partículas primárias têm energias que são por várias ordens de magnitude maiores do que a máxima energia atingida nos experimentos

de colisão em laboratórios terrestres. Isto significa que ao usarmos os modelos comumente utilizados na análise destas partículas; teremos que extrapolar os dados disponíveis calculados em energias mais baixas o que certamente gera inconsistências de qual é o modelo aceito entre muitos deles.

## 7.1 Separação fóton-próton no observatório Auger

A presença de fótons de ultra-alta energia ( $\sim$  de  $10^{20}$  eV) podem ser uma forte evidência de um mecanismo de produção *top-down* por exemplo o decaimento de defeitos topológicos. O Observatório Pierre Auger foi projetado para detectar raios cósmicos nesta faixa de energia. A produção de pares dentro do campo magnético da Terra, seguida de uma forte radiação síncrotron, gera cascatas previas onde o conteúdo principal são fótons com energias abaixo do limiar LPM ( $\sim$  de  $10^{19}$  eV no topo da atmosfera) os quais são chamados de fótons convertidos, enquanto fótons não convertidos são aqueles que estão acima desta energia e vão produzir chuveis de desenvolvimento lento dentro da atmosfera. Baseados nesta característica de desenvolvimento (afetados pelo efeito LPM) vamos desenvolver técnicas para distinguir as componentes primárias. Alguns dos parâmetros relacionados ao perfil de fluorescência, e os sinais dos detectores de superfície (distribuição lateral e curvatura da frente do chuveiro), podem dar uma forma de identificação dos chuveis anormais atrasados, embora representam uma pequena fração do fluxo. Enquanto aos fótons convertidos a conversão magnética deles mostra uma anisotropia característica com respeito à direção do campo local, o qual permite uma identificação dos fótons, em contraste com a hipótese da interação fraca de objetos[22].



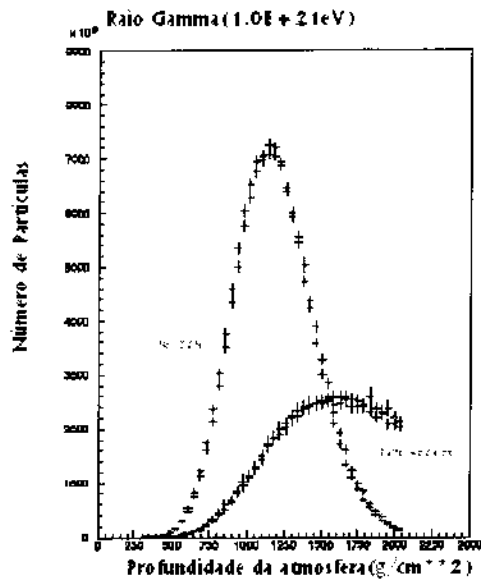


Figura 7.1: Efeito LPM sobre um conjunto de chuvas gamma de 1000EeV

## 7.2 O efeito LPM

A origem dos raios cósmicos de ultra-alta energia (UHECR) é ainda um mistério. A identificação da natureza do primário será de muita utilidade para resolver este mistério. Partículas carregadas (protões e núcleos) vêm de mecanismos de produção *bottom-up* (aceleração astrofísica), enquanto grandes fluxos de fótons (e neutrinos) é uma característica dos mecanismos *top-down* (decaimento de objetos ultramaciços) os quais têm como produto final um grande número de píons.

Devido à interação com a radiação do fundo no meio intergalactico (produção de pares), fótons são fortemente absorvidos acima de 1 TeV; embora o caminho livre meio a ultra altas energias aumenta ao redor de 10 Mpc acima de  $10^{20}$  eV ( veja figura 7.2).

Até  $10^{19}$  eV, existe a expectativa que os chuveiros atmosféricos produzidos pelos fótons sejam similares aos produzidos pelos protões ou pelos núcleos, com um desenvolvimento longitudinal mais lento, além de possuir uma componente muônica mais baixa; as quais

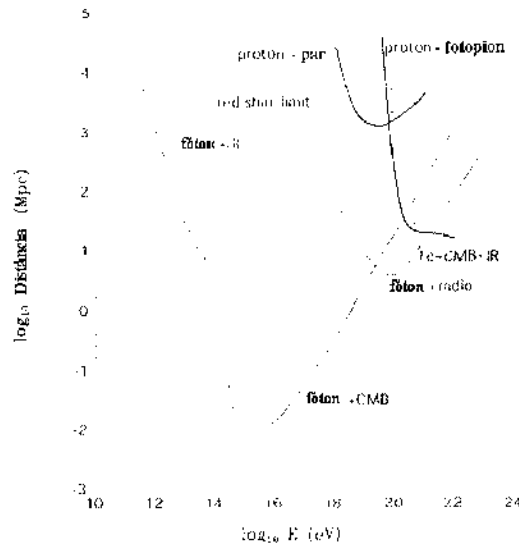


Figura 7.2: Comprimento de atenuação para os fótons, prótons e núcleos de ferro (para diferentes radiações de fundo; infra-vermelho, micro ondas, e ondas de radio) em função da energia.

podem ser medidas no Observatório Auger[22].

O efeito Landau-Pomeranchuk-Migdal(LPM) é a supressão dos processos eletromagnéticos.

O umbral desse processo depende da relação entre a energia da partícula primária e a densidade do meio ( $E_{LPM} = m^2 c^3 \alpha X_0 / 4\pi h = 7.7 TeV/cm X_0$ ). Com a densidade do topo da atmosfera, o limiar  $E_{LPM}$  é da ordem de  $10^{19}$ eV. A densidade aumenta gradualmente quando a cascata penetra na atmosfera; embora a redução da energia é muito rápida, e somente os primeiros passos dos processos electromagnético os que estão acima do limiar LPM. Na atmosfera, o efeito é importante para rains gamma e elétrons acima de 10EeV, enquanto que para os prótons efeitos importantes acontecem a partir dos 1000 EeV [23].

### Conversão Geomagnética dos fótons

McBreen and Lambert[24] usaram uma revisão das interações eletromagnéticas feita por Erber [25] em condições extremas, onde raios  $\gamma$  com energia acima de  $10^{19}$  têm uma grande probabilidade de decair em um par  $e^+e^-$  no campo eletromagnético da Terra antes de entrar na atmosfera. Portanto o elétron e o positrón vão irradiar fortemente

dentro do campo produzindo uma grande quantidade de fótons onde alguns deles ainda podem decair em pares. O resultado, invés de um único fóton, vamos ter um "chuveiro de fótons" eletromagnéticos entrando no topo da atmosfera. A probabilidade de conversão vai depender do parâmetro  $E_\gamma/2m_e c^2 \times B_\perp/B_{cr}$ , onde  $B_\perp$  é o campo perpendicular à direção do fóton, e  $B_{cr} = m_e^2 c^2 / e \hbar \simeq 4 \times 10^{19}$  T é o "campo crítico", então este efeito vai depender da direção da observação com respeito à terra. Essa dependência é uma característica típica de fótons primários. O tipo de fóton primário que interage com o campo geomagnético terrestre antes de entrar na atmosfera é chamado de fóton convertido, e aqueles fótons que entram na atmosfera sem interagir com o campo geomagnético da Terra são chamados de fótons não convertidos.

### Diferenças entre fótons convertidos e não convertidos

Chuveiros induzidos por um único fóton um pouco acima de  $10^{19}$ eV (não convertido) se desenvolvem lentamente, com uma grande flutuação de chuva a chuva, devido ao fato que a supressão LPM afeta principalmente as primeiras fases das interações eletromagnéticas, e existe uma correlação entre eles (se a primeira interação esta atrasada, a densidade para as seguintes é maior, portanto o atraso é auto-amplificado). Por outro lado se o fóton é convertido o chuva atmosférico começa com uma grande quantidade de fótons, elétrons e pósitrons com uma energia por debaixo da energia do LPM, e por conseguinte o chuva se desenvolve normalmente; além do mais as compensações estatísticas reduzem as flutuações. Geralmente a anomalia de um fóton não convertido é maior que a flutuação normal chuva a chuva, e também maior que o modelo de incertezas no desenvolvimento do chuva. Uma consequência é o fato que alguns dos fótons não convertidos possam aparecer como anomalias bem definidas comparadas com

um conjunto grande de chuveiros hadrônicos.

### 7.2.1 Diferenças entre os chuveiros atmosféricos produzidos pelos fótons e os produzidos pelos hádrons

O desenvolvimento longitudinal dos chuveiros induzidos pelos hádrons é diferente dos chuveiros induzidos pelos fótons. A diferença mais importante é a ausência de interações hadrônicas no desenvolvimento dos chuveiros produzidos pelos fótons. Os dois principais processos que produzem múons em um chuveiro induzido por um fóton, são:

- 1.- foto-produção ( $\gamma + nucleus \rightarrow hádrons$ )
- 2.- múon par-produção ( $\gamma + nucleus \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ).

Estes processos são insignificantes comparados com a produção de pares [9]:

$$\sigma_{\gamma \rightarrow hádrons} \approx 2.8 \times 10^{-3} \sigma_{\gamma \rightarrow e^+ e^-} \quad (7.1)$$

$$\sigma_{\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-} \approx 2 \times 10^{-5} \sigma_{\gamma \rightarrow e^+ e^-} \quad (7.2)$$

A ausência de interações hadrônicas, vai ser refletida no baixo conteúdo de múons, e também na distribuição e número de partículas que chegam aos detectores.

O momento transversal das interações hadrônicas é maior que o momento transversal das interações eletromagnéticas; na média o momento transversal das interações hadrônicas é aproximadamente  $400 MeV/c$  [9]. Uma consequência deste fato, é que os hádrons são ejetados para mais longe do eixo do chuveiro, com uma tendência formar acúmulos de partículas longe do eixo do chuveiro. O resultado é que a distribuição de partículas no solo é mais caótica para o caso dos prótons, assim também pode-se observar que os chuveiros produzidos pelos fótons têm a maioria de partículas perto ao eixo do chuveiro.

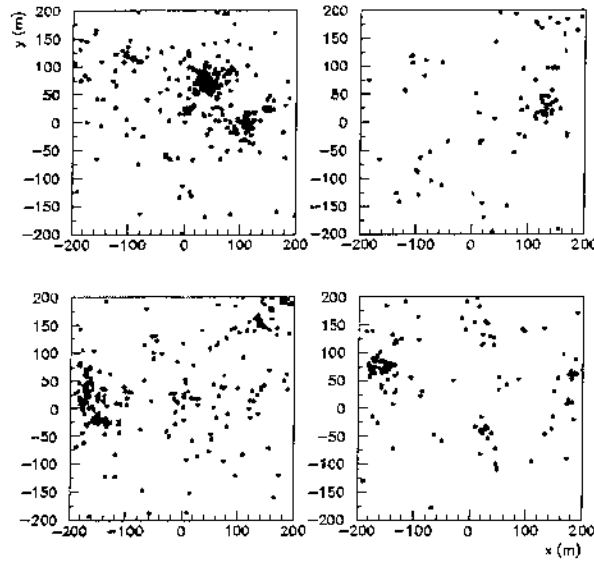


Figura 7.3: Distribuição de partículas que atingem o solo para chuveis produzidos por 4 prótons primários de 1 TeV. O eixo do chuveiro esta no ponto  $X = 0, Y = 0$

As figuras (7.3) e (7.4) mostram que a distribuição e o número de partículas no solo é diferente para cada primário. No caso de chuveis produzidos pelos fótons o número de partículas é maior porque no caso de chuveis hadrônicos grande parte da energia é carregada pelos múons os quais quase não interagem até chegar aos detectores, portanto para estes chuveis existe uma menor quantidade de energia para a produção de novas partículas.

### 7.2.2 Análise dos Observáveis medidos nos detetores de Superfície

A análise pode ser feita directamente do perfil de fluorescência, o indirectamente dos observáveis medidos nos detetores de superfície relacionados com a *idade* do chuveiro (inclinação lateral) , curvatura e estrutura temporal da frente do chuveiro.

#### Parâmetros nos Detetores de Superfície

A expansão lateral do chuveiro esta correlacionada ao desenvolvimento longitudinal: O espalhamento da componente eletromagnética cresce enquanto o núcleo permanece ativo

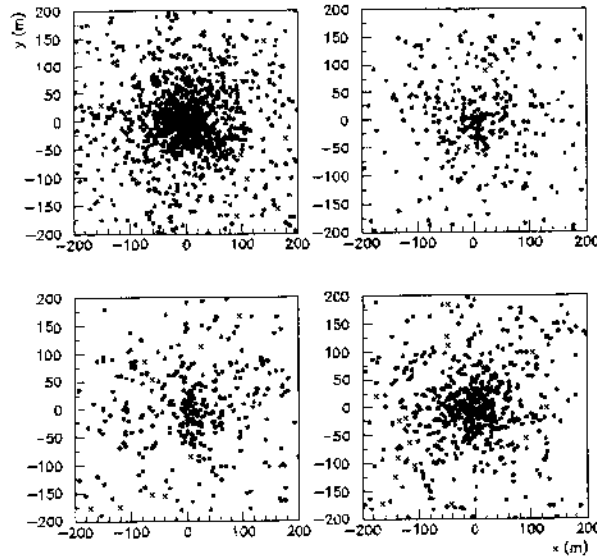


Figura 7.4: Distribuição de partículas que atingem o solo para chuveis produzidos por 4 fótons primários de 1 TeV. O eixo do chuveiro esta no ponto  $X = 0, Y = 0$

( pelo menos  $500gr/cm^2$  além do máximo do perfil longitudinal); por outro lado os múons são produzidos cedo e a distribuição espacial é aplanada continua e, independente do desenvolvimento eletromagnético. As características da frente do chuveiro depende principalmente da inclinação da profundidade  $X/cos(\theta)$ ; anomalias aparecem como desvios dos valores esperados para um valor de  $\theta$  específico ( o qual é medido com grande precisão).

### 7.3 Função de Distribuição Lateral (LDF)

Um chuveiro atmosferico é um disco fino de partículas que atravessa a atmosfera à velocidade da luz. Estas partículas excitam e ionizam as moléculas de nitrogênio( $N_2$ ) do ar produzindo radiação UV. As partículas espalham-se lateralmente desde o eixo do chuveiro devido aos efeitos de espalhamento de Coulomb e o momentum transversal das interações e decaimentos. Esse espalhamento lateral desde o eixo do chuveiro pode ser detectado sobre uma grande área ao atingir o solo. A maior densidade de partículas esta concentrada perto do eixo do chuveiro, e diminue exponencialmente com a distância. Longe da

região do eixo a distribuição de partículas é axialmente simétrica, confirmado sobre uma ampla faixa de energias. Esta característica foi considerada nos programas de simulação. A densidade de partículas decresce rapidamente quando a distância ao eixo do chuveiro aumenta. Portanto, a distribuição lateral dos chuveiros ao nível do solo é caracterizada por uma *função de distribuição lateral (LDF)*. Geralmente para a descrição desta função é usada uma lei de potencias modificada ( $\sim r^{-\eta}$ ). A forma exata da inclinação ( $\eta$ ) depende do tipo de detector de superfície usado e da profundidade da atmosfera onde são feitas as observações.

Foi observado das simulações que para diferentes ângulos, um chuveiro induzido por um fóton não convertido da uma distribuição mais inclinada que um próton, Na figura (7.5) pode-se ver a diferença entre uma função de distribuição lateral para um chuveiro induzido por um próton obtidos om as simulações e um chuveiro induzido pelo fóton.

A análise das LDF como resultado das simulações foi feita usando uma forma simplificada da equação usada pelo Haverah Park. que pode ser usada a distâncias moderadas ao eixo do chuveiro(até 1.5 km aproximadamente) . Das figuras (7.6), (7.7) pode-se ver distribuição lateral em uma gráfica tipo **log-log** para um conjunto de primários simulados com o programa AIRES, pode-ser ajustada com a seguinte equação ( uma versão simplificada da formula usada pelo Haverah Park):

$$S_{VEM} = S_{1000} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\eta} \quad (7.3)$$

onde  $r_0 = 1000$  metros e  $\eta$  depende do ângulo  $\theta$  da seguinte forma:

$$\eta = 4.735 - \frac{1.236}{\cos\theta} \quad (7.4)$$

válida para  $\theta < 60^\circ$

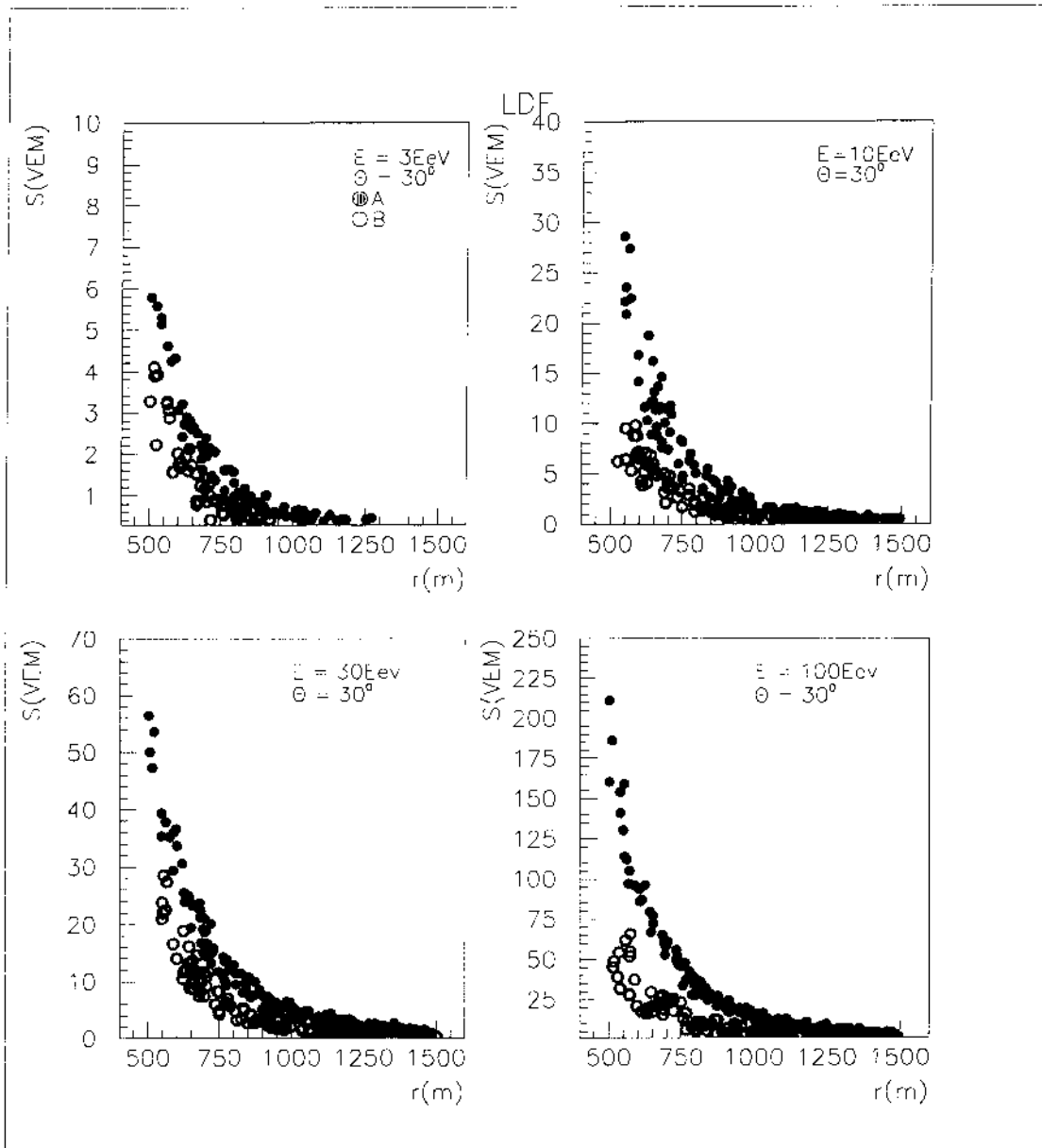


Figura 7.5: Comparação das funções de distribuição lateral para os diferentes tipos de primário A)próton, B)fótons



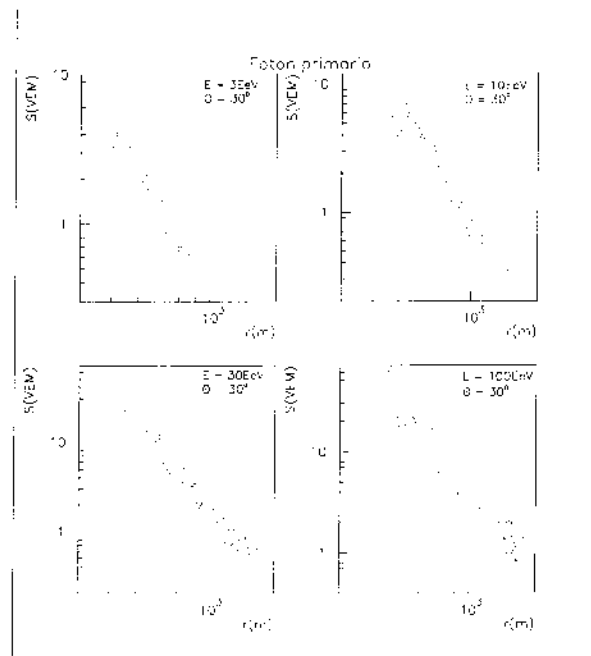


Figura 7.6: função de distribuição lateral para um fóton primario a diferentes energias. O figura esta em log-log

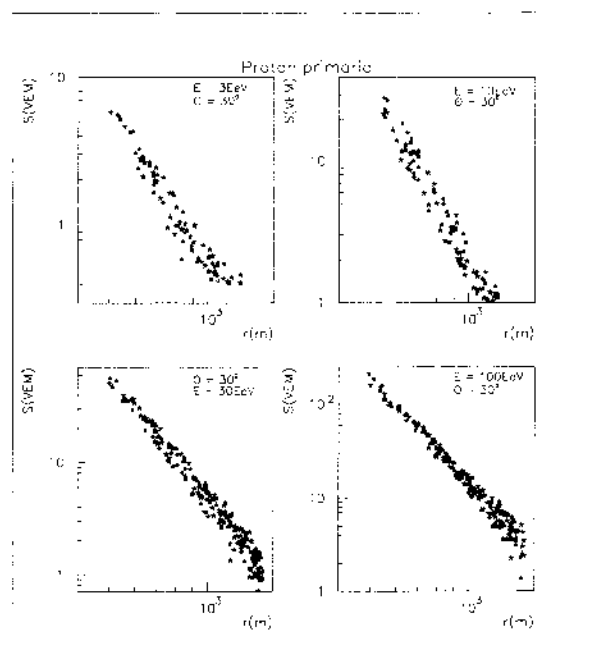


Figura 7.7: função de distribuição lateral para um próton primario a diferentes energias. O figura esta em log-log

## 7.4 Curvatura

Em uma primeira aproximação, um chuvaire atmosférico é uma panqueca chata composta de fótons e partículas relativísticas carregadas, perpendicular à direção do primário. A panqueca viaja paralela à direção do primário, e os detectores de superfície podem reconstruir esta direção, a partir dos tempos relativos de chegada das partículas aos detectores. Um chuvaire atmosférico não é realmente uma panqueca, portanto é muito importante entender as características temporais. As partículas que "lideram" um chuvaire atmosférico e atingem os detectores, são chamadas a *frente do chuvaire*. Na figura (7.8), pode-se ver em forma esquemática a curvatura da frente do chuvaire em função da distância ao eixo do chuvaire, pode-se ver que a frente do chuvaire é aproximadamente parabólica. As partículas perto do eixo do chuvaire atingem mais rápido os detectores, portanto o tempo de chegada aumenta em função da distância ao eixo do chuvaire. A curvatura da frente está diminuindo continuamente com o desenvolvimento longitudinal. Basicamente, as primeiras partículas que atingem os detectores em um ponto são múons de alta energia, produzidos nas primeiras fases do chuvaire (cascata hadrônica). Em uma primeira aproximação podemos considerar a frente do chuvaire como uma esfera com centro na região de produção da cascata hadrônica, viajando à velocidade da luz. Devido à componente eletromagnética, a estrutura é mais complicada, portanto uma melhor descrição da frente do chuvaire será feita considerando uma frente parabólica na região perto ao eixo do chuvaire e como um cone a grandes distâncias do eixo; a curvatura é um indicador da fase do desenvolvimento. Neste trabalho vamos analisar a curvatura em uma região perto ao eixo do chuvaire (0-1200 metros), pois para estas energias ( $E \geq 30 E_{eV}$ ) quando nos afastamos mais do que 1200 metros do eixo do chuvaire as flutuações não permitem uma

análise cuidadosa dela. Na figura (7.9), pode-se ver o efeito das flutuações para chuveiros simulados . Portanto a curvatura foi determinada como a aproximação que mostrada a seguir.

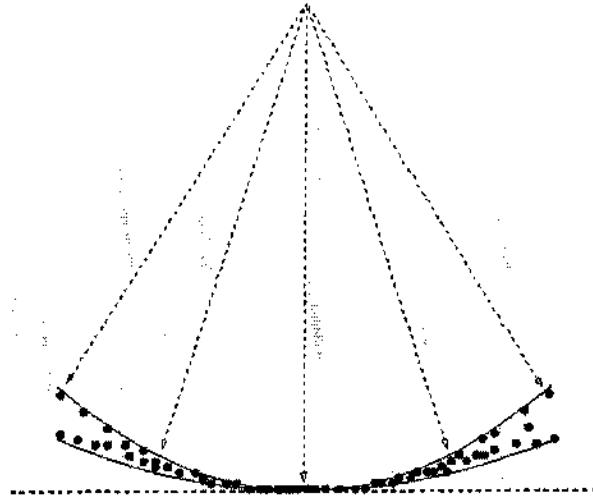


Figura 7.8: esquema da curvatura da frente do chuveiro

Da figura (7.10) podemos ver que :

$$l \approx R - \sqrt{R^2 - r^2} \approx R(1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}) \quad (7.5)$$

$$l \approx R(1 - (1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2})) \approx R(\frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2}) \quad (7.6)$$

$$l \approx \frac{r^2}{2R} \quad (7.7)$$

$$t \approx \frac{l}{c} \approx \frac{r^2}{2RC} \quad (7.8)$$

Portanto

$$t \approx \gamma c r^2 \quad (7.9)$$

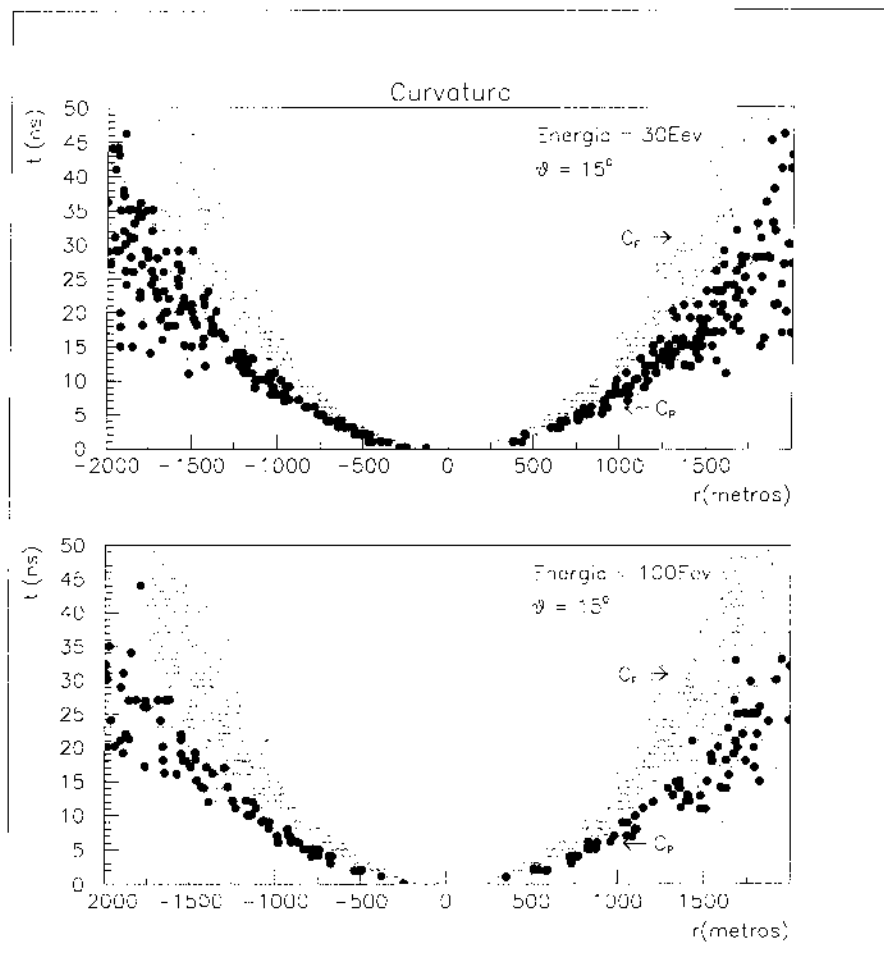


Figura 7.9: comparação da  $C_F$ (curvatura de um fóton primário) com  $C_P$ (curvatura de um próton primário) obtidas das simulações.

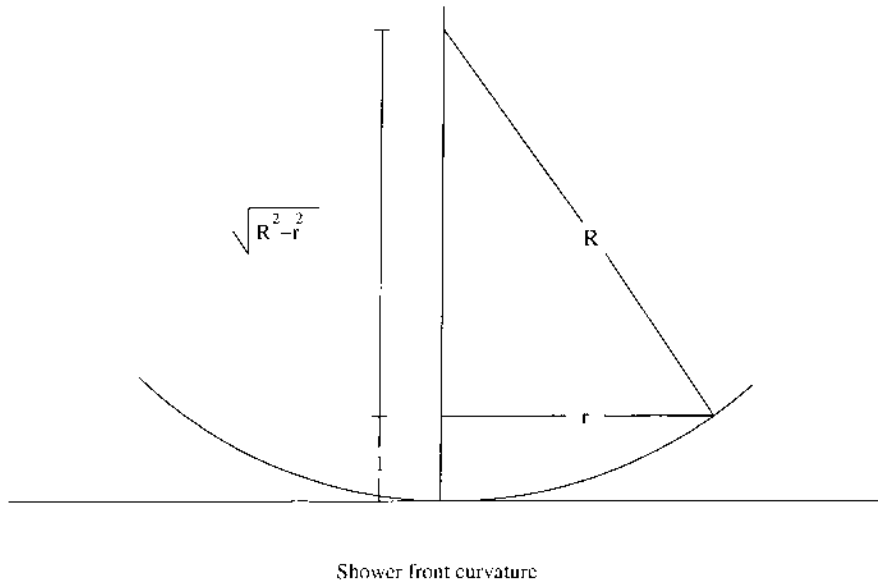


Figura 7.10: aproximação da curvatura da frente do chuveiro

Onde  $\gamma_c = \frac{1}{2RC}$

A aproximação é feita para os tempos de chegada ao detectores  $t_{10}$ <sup>1</sup> ou seja  $t_{10} = \gamma_c r^2$

### 7.5 Risetime

O *risetime* esta definido como o intervalo de tempo onde uma fração de partículas atinge os detectores. O uso do *risetime* como uma medida da composição foi inicialmente desenvolvida pelo grupo do Haverah Park [26]. A correlação do *risetime* com o tipo de primário pode ser interpretado em termos do desenvolvimento do chuveiro. Por exemplo para este trabalho os prótons primários produzem chuvas que começam antes que as chuvas induzidas pelos fótons primarios. Quanto mais cedo é o desenvolvimento, a espesura da frente do chuveiro é mais fina. O efeito é mais perceptível quando o conteúdo de múons é maior. Geralmente, os múons contém uma grande fração da frente do chuveiro inicial, pois não sofrem muito espalhamento e atingem os detectores muito mais rapido que as partículas

<sup>1</sup>tempo até se acumular o 10% do sinal

eletromagnéticas. Nas figuras (7.11) e (7.12) podemos ver os valores do risetime para um conjunto de tanques a uma distância entre 600 e 800 metros ao eixo do chuveiro e nas figura (7.13) e (7.14) podemos ver o risetime em função à distância ao eixo do chuveiro.

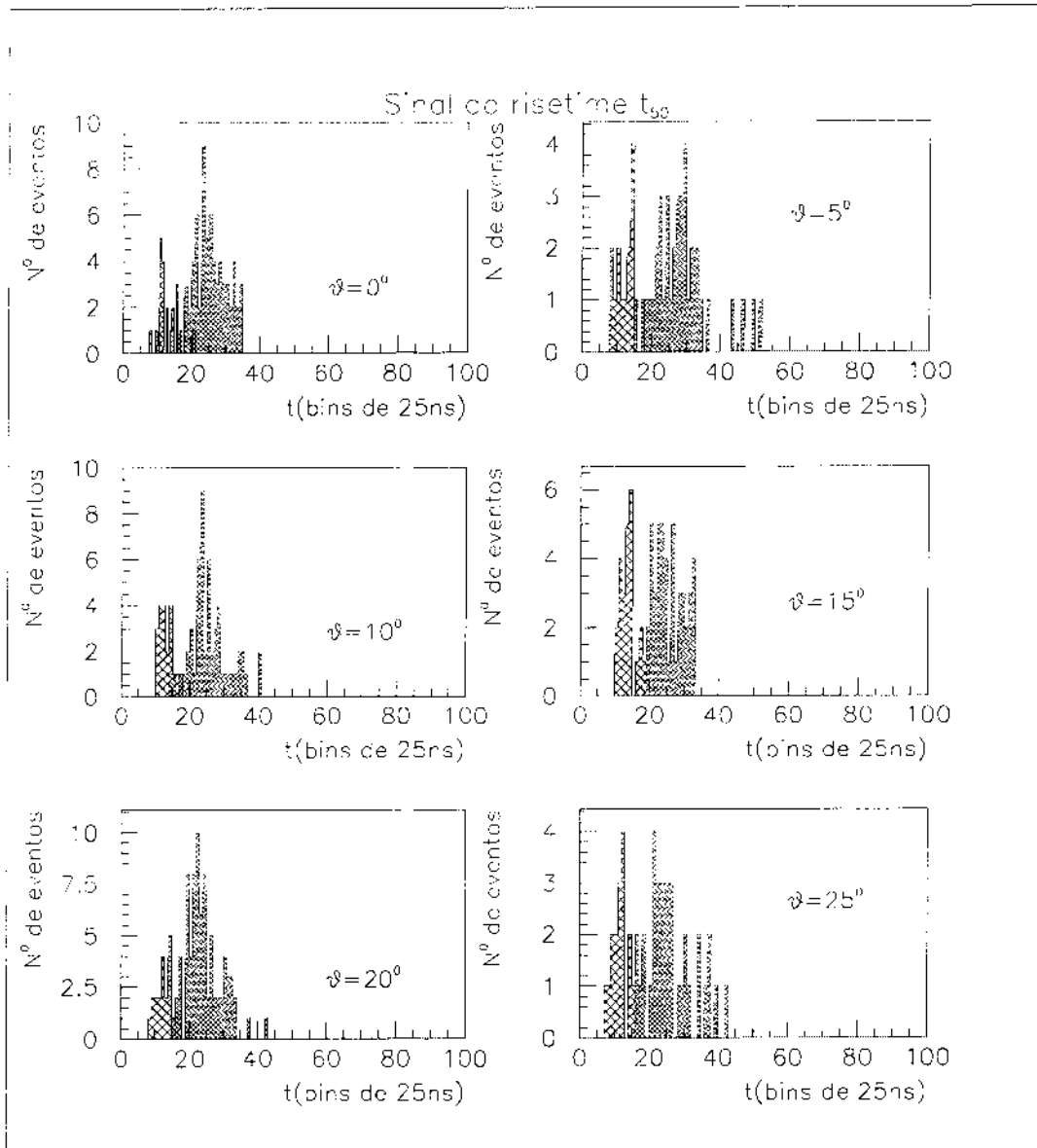


Figura 7.11: sinal do risetime para fótons e prótons primários com energias de 100 EeV para detectores entre 600 e 800 metros ao eixo do chuveiro. O risetime dos prótons é menor que dos fótons

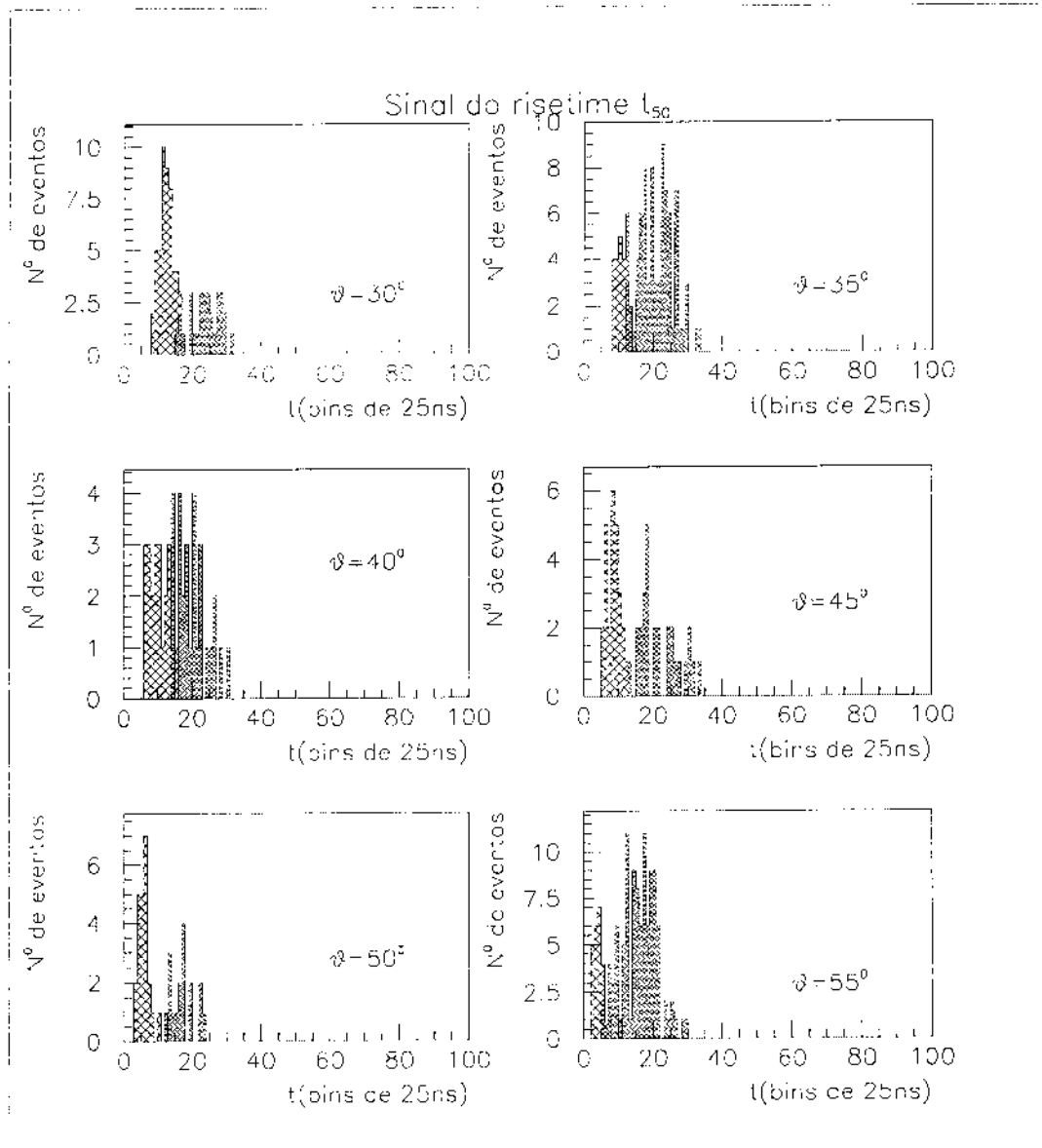


Figura 7.12: sinal do risetime para fótons e prótons primários com energias de 100 EeV para detectores entre 600 e 800 metros ao eixo do chuveiro . O risetime dos prótons é menor que dos fótons.

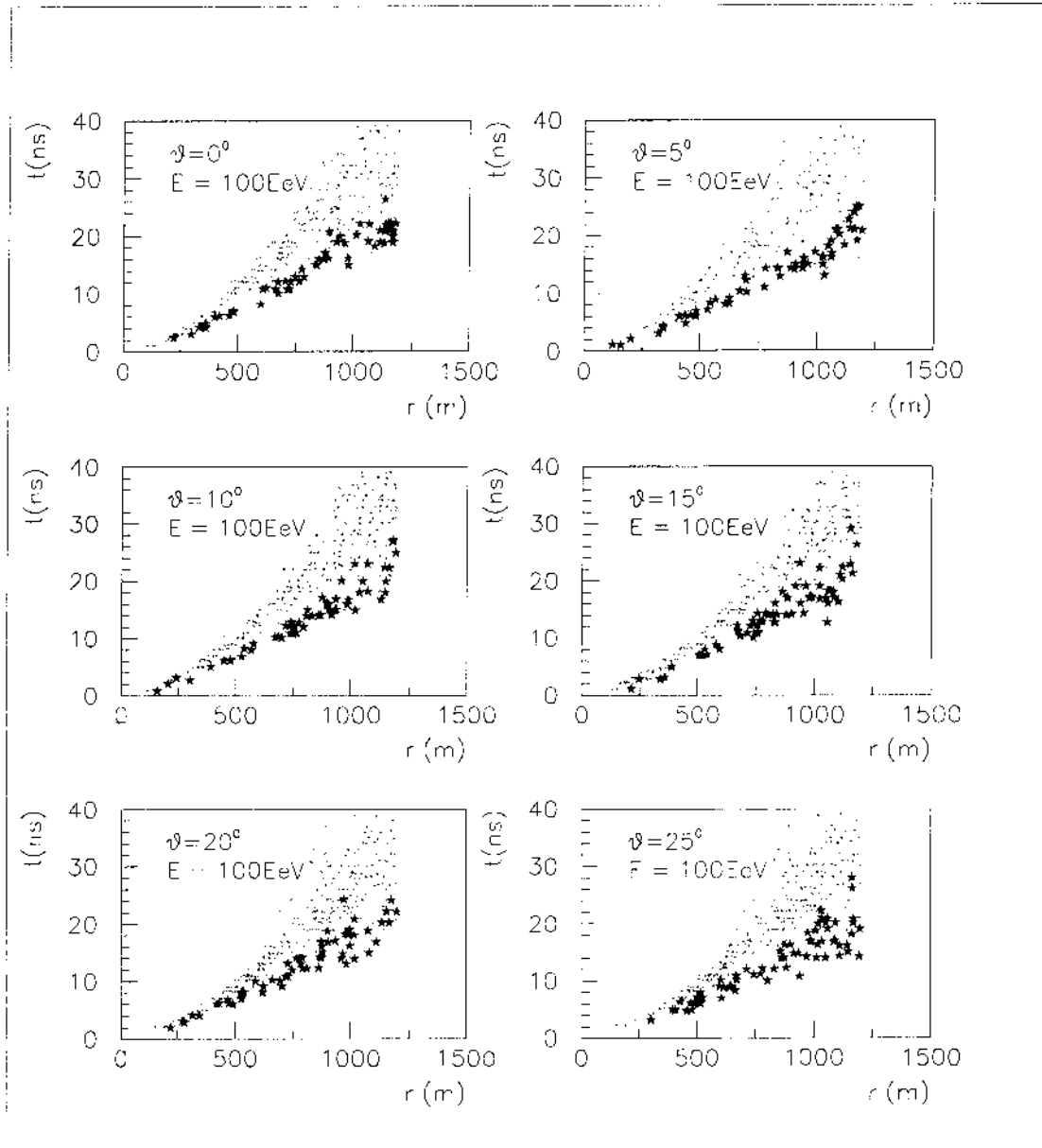


Figura 7.13: sinal do risetime ( $t_{50}$ ) para fótons e prótons primários em função à distância ao eixo do chuvaire ( $t$  esta em bins de 25 ns).



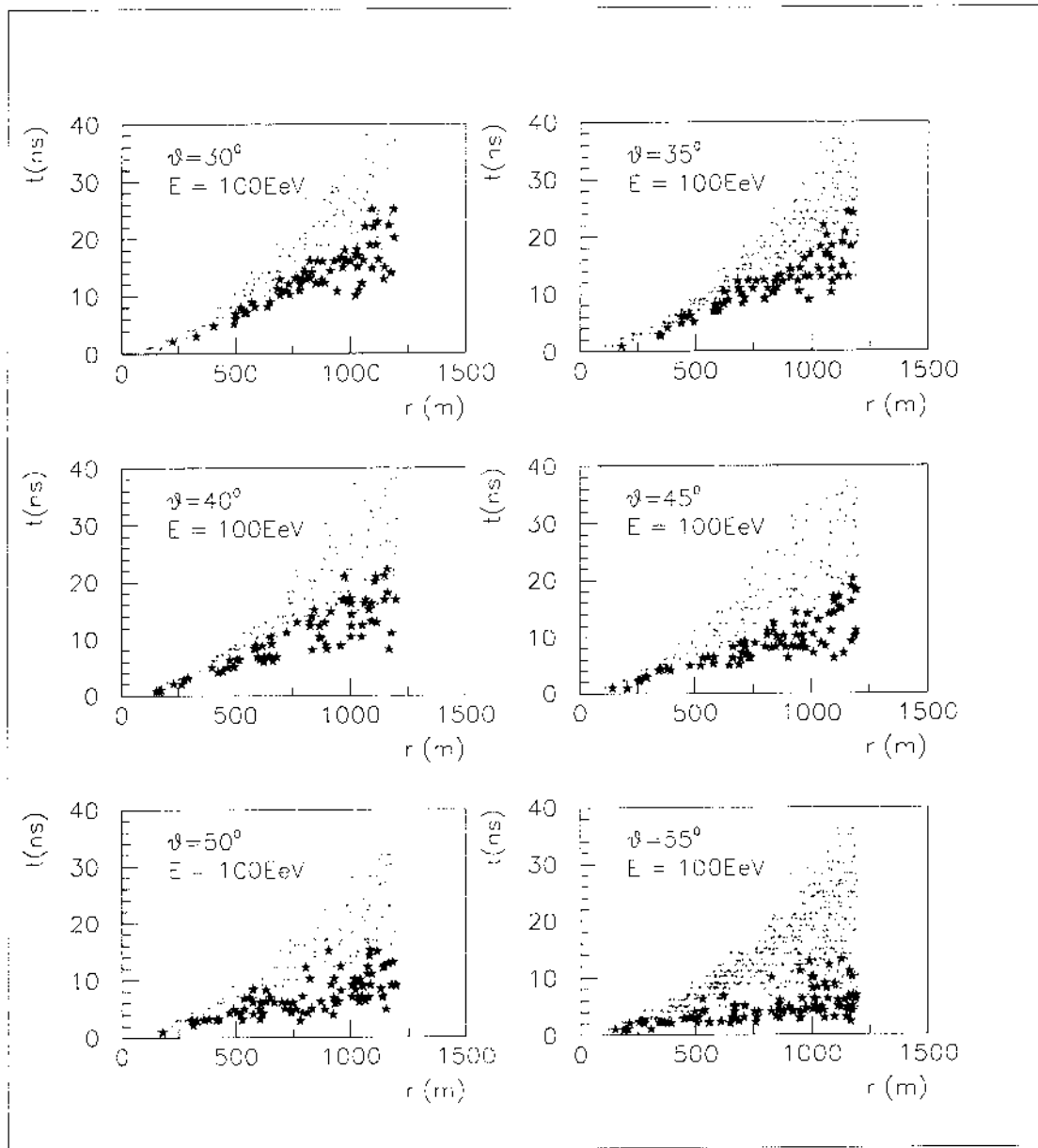


Figura 7.14: sinal do risetime ( $t_{50}$ ) para fótons e prótons primários em função à distância ao eixo do chuveiro ( $t$  esta em bins de 25 ns).

## 7.6 Método para o processo de separação de prótons dos fótons

Estudamos neste trabalho algoritmos para a identificação da natureza dos raios cósmicos primários, quando observados por detectores de radiação Cerenkov, como aqueles que são usados no Observatório Pierre Auger. Simulamos um conjunto de 300 chuveiros atmosféricos para cada primário com diferentes energias (3, 10, 30, 100, 300 EeV), usando um programa de simulação desenvolvido pelos colaboradores do Projeto Auger. Simulamos uma fonte de prótons e uma de fótons primários. Esta tese vai ser enfocada na separação de prótons de fótons não convertidos<sup>2</sup>. A análise é realizada diretamente sobre o número de fotoelétrons que chegam aos tanques Cherenkov. A partir destes sinais vamos extrair a função de distribuição lateral, a curvatura da frente do chuveiro. Discutimos as diferentes estratégias para a abordagem deste problema no contexto de dados reais.

O procedimento para o análise é o seguinte:

- Simulação de 300 chuvas de fótons e 300 chuvas de prótons para diferentes ângulos na faixa entre  $0^{\circ}$  e  $55^{\circ}$  em intervalos de 5 em 5 graus, para diferentes energias entre 1 e 300 EeV. Na figura (7.15) podemos ver um modelo das características do primário que vai ser simulado.

- Reconstrução da amostra ao nível do solo (1,400m. acima do nível do mar, altura do detetor de superfície na cidade de Malargüe), usando o programa de reconstrução *sample*, desenvolvido por P. Billoir [18]

- Cada chuveiro deslocado em forma aleatória ao redor de um anel com centro no eixo do chuveiro. Não foram consideradas as assimetrias ao redor do ângulo azimutal  $\phi$ .

---

<sup>2</sup>Chama-se fótons não convertidos aqueles fótons que entram na atmosfera sem ser afetados pelo campo geomagnético da terra

- Análise do número de fotoelétrons em função da distância ao eixo do chuveiro e a conversão destes a VEM (Vertical Equivalent Múons,  $1 \text{ VEM} \approx 100$  fotoelétrons). A unidade para a contagem de fotoelétrons nas fotomultiplicadores é o VEM (Vertical Equivalente Múon). onde um VEM é a média do sinal produzido por um múon que atravessa o tanque. Para o caso das fotomultiplicadoras dos detectores Auger  $1 \text{ VEM} \sim 100$  fotoelétrons, que é a energia mínima de um múon para ativar-as. A partir destes valores vai ser construída uma função de distribuição lateral (LDF) para cada conjunto de chuvas.

- Determinação das variáveis ( $S_{1000}$  e  $\eta$ , em função da energia e o ângulo de chegada) que caracterizam a função de distribuição lateral e a comparação para cada tipo de primário.

- Parametrização da energia usando o valor de  $S_{1000}$ .

- Cálculo da variável  $\gamma_c$  que caracteriza a curvatura da frente do chuveiro e a comparação para cada tipo de primário.

- Combinação das variáveis  $\eta_\theta$  e  $\gamma_c$  e aplicação do método estatístico de Fisher [27], para a identificação dos primários baseadas em uma análise de estas variáveis características de cada chuveiro.

## 7.7 Análise e Resultados

Uma vez feita a contagem do número de fotoelétrons e a respectiva transformação em VEM, construímos o conjunto de funções de distribuição lateral para cada energia e ângulo de chegada. O resultado dos ajustes para  $S_{1000}$  e  $\eta$  usando a equação (7.3) são mostrados nas tabela de dados (secção 7.9) .

```

#
Task          proton1
PrimaryParticle proton

# The following directives are mandatory (have no default values)
# Look that TAB characters can also be used in place of blanks.

Check Off

TotalShowers      1
PrimaryEnergy     30 EeV
#Thinning         1 PeV
Thinning          1.0e-07 Relative
Injection         100 km

PrimaryZenAngle   10 deg
PrimaryAzimAngle  0 deg 360 deg

# All other parameters will be assigned a default value if not set.

RunsPerProcess 1 # You will understand these directives when running
ShowersPerRun  1 # the program (see the user's manual).

Ground          1400 m # Most quantities are specified by two fields:
                    # "number" and "unit". In this case "unit" can be
                    # g/cm2, cm, m or km.

ObservingLevels 90 1 g/cm2 2000 g/cm2
Site Elnihuil
Date 2003.2

# Threshold energies. Particles are not followed below these energies.

GammaCutEnergy   200 KeV
ElectronCutEnergy 200 KeV
MuonCutEnergy    1 MeV
MesonCutEnergy   1.5 MeV
NuclCutEnergy    150 MeV
ElectronRoughCut 0.7 MeV
GammaRoughCut    0.7 MeV
LPMEffect        Dff

#TableIndex # Use this directive once, hard copy the resulting listing and
# keep it at hand. It is useful for reference.

ExportTable 1005 Opt d
ExportTable 1007 Opt d
ExportTable 1008 Opt e
ExportTable 1205
ExportTable 1207
End

```

Figura 7.15: modelo do arquivo de entrada para o programa AIRES. No esquema pode-se ver as características do primário que vai ser simulado.

De forma similar construímos a curvatura, das frentes dos chuveiros para cada tipo de primário, energia e ângulo de chegada. Os resultados dos ajustes para  $\gamma_c$  usando a equação (7.9) são mostrados nas tabelas de dados (seção 7.9)

### 7.7.1 Determinação da energia a partir do valor de $S_{1000}$

- $S_{1000}$

Para cada tanque é medida uma amplitude proporcional ao número de partículas:

$$A(r, t) = A_{em}(r, t) + A_{\mu}(r, t) \quad (7.10)$$

onde o primeiro termo da direita corresponde ao sinal da parte eletromagnética e o segundo termo ao sinal dos múons. Na figura (7.16) pode se ver um perfil esquemático do que acontece tanto, com as amplitudes eletromagnética (perto do núcleo do chuveiro  $\sim 600m$ ), como das amplitudes muônica (longe do núcleo do chuveiro  $\sim 2000$  metros). Pode-se ver que o sinal dominante perto do núcleo do chuveiro está dado pela componente eletromagnética, enquanto o sinal dominante longe do núcleo do chuveiro está dado pelo sinal dos múons. A equação (7.10) pode ser integrada no tempo e obtém-se:

$$S(r) = \int A(r, t) dt = S_{em}(r) + S_{\mu}(r) \quad (7.11)$$

Foram feitas simulações de chuvas verticais para prótons e núcleos de ferro. Uma vez feitas estas simulações foram feitos gráficos do tipo  $\log(S)$  vs  $\log(r)$ . Na figura (7.17) pode-se ver um perfil esquemático do resultado obtido das simulações. Para uma distância de 1000 metros do eixo do chuveiro, tanto a curva do ferro, como a curva do próton se cruzam. Essa região onde elas cruzam é definida como a zona de mínima flutuação. Portanto o valor de  $r_0 = 1000m$  é usado como referência para inferir a energia dos primários, a partir

do valor da densidade de partículas avaliado nessa distância, e esta quantidade é chamada de  $S_{1000}$ .

Uma vez feita a escolha de  $S_{1000}$  como ponto de referência de mínima flutuação o seguinte passo é fazer uma descrição da energia como função do  $S_{1000}$ .

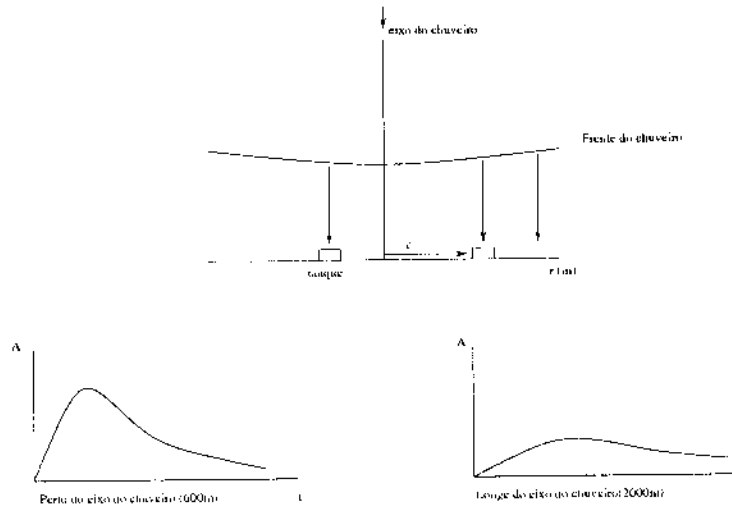


Figura 7.16: Figura esquemática do comportamento dos sinais eletromagnético e múonico para diferentes distâncias do núcleo do chuvaeiro

Das simulações obtém-se:

$$\log(S_{r_0}) = \alpha + \beta \log(E_{\text{primário}}) \tag{7.12}$$

Onde  $\alpha$ ,  $\beta$  dependem do tipo de primário(próton, ferro), do modelo hadrônico e do ângulo zenital ( $\theta < 60^\circ$ ), portanto com  $r_0 = 1000$  metros, da equação (7.12)(veja figura (7.18)) obtém-se:

$$S_{1000} = \alpha(\theta) E_{\text{primário}}^{\beta(\theta)} \tag{7.13}$$

A resposta do detector de superfície para os grandes chuvaeiros atmosféricos permite uma estimativa da energia da partícula primaria, a qual pode ser calculada a partir do sinal integrado para uma distância dada ao eixo do chuvaeiro (1000 metros é uma distância onde as flutuações chuvaeiro a chuvaeiro são as mínimas, e que combina com a distância

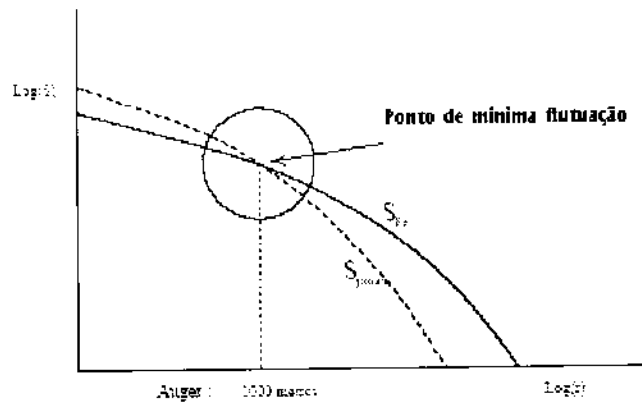


Figura 7.17: Figura esquematica dos resultados das simulações para os sinais de  $S(r)$  tanto como para chuviros de prótons como para chuviros de ferro

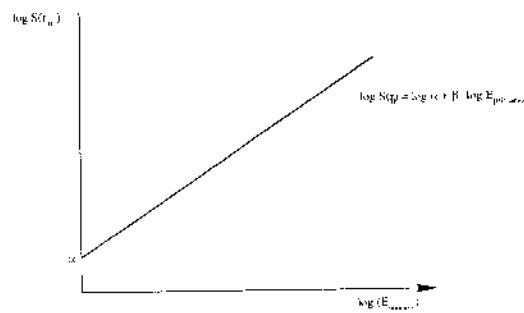


Figura 7.18: figura esquematica  $\text{log}(S_{1000})$  vs  $\text{log}(E_{\text{primária}})$  feito com as simulações

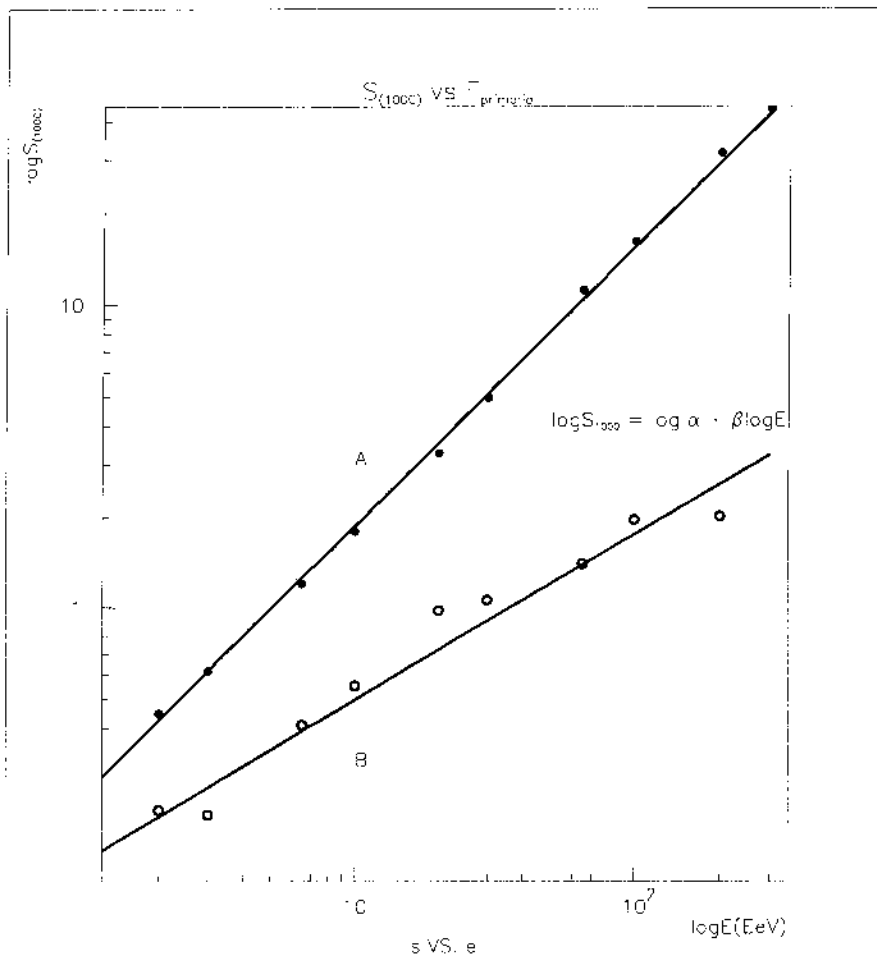


Figura 7.19: gráfico de  $S_{1000}$  como função da energia do primário(log-log) , obtido com as simulações do Aires para chuveiros verticais com energia entre 10 e 300 EeV para para prótons(A) e fótons(B) primários.



entre os detectores); este valor do sinal chamado de  $S_{1000}$ , não depende em princípio da escolha da parametrização da função de distribuição lateral (LDF) [28]. O cálculo da energia em função do  $S_{1000}$  é complicado, especialmente quando é feito baseado nas simulações, pois vai depender fortemente do modelo escolhido. Neste trabalho o modelo escolhido para a simulação foi o modelo hadrônico QGSJT. Na figura (7.19) podemos ver o resultado do  $\log(S_{1000})$  como função de  $\log(E_{primária})$ . As simulações foram feitas para chuviros verticais de diferentes energias entre 1 e 300 Eev. Para encontrar a relação entre  $S_{1000}$  e a energia do primário, é preciso fazer uma estimativa dos parâmetros  $\alpha$  e  $\beta$  da equação (7.13).

- $S_{1000}$  e a Energia para o caso dos prótons

Na figura (7.25) podemos ver a variação de  $S_{1000}$  com o ângulo de chegada  $\theta$ . Para encontrar a parametrização entre a energia do primário e o  $S_{1000}$  foi feita uma estimativa do parâmetro  $\beta$  em função de  $\theta$  para cada primário. A estimativa foi feita analisando o comportamento de  $S_{1000}$  em função da energia para cada  $\theta$  da equação (7.13). Na figura (7.19) pode-se ver a variação de  $\log S_{1000}$  com o  $\log E_{primária}$  para chuviros verticais. Nas figuras (7.20) e (7.21) pode-se ver o comportamento do parâmetro  $\beta$  para cada ângulo para diferentes energias para o caso dos prótons primários, entanto que nas figuras (7.22), (7.23) pode-se ver o comportamento do  $\beta$  para o caso dos fótons. Para cada caso foi calculado um valor de  $\beta$ , fazendo um ajuste linear como uma primeira aproximação. Na figura (7.24) pode-se ver os resultados tanto para caso dos prótons como para os dos fótons. Para o primeiro caso (prótons) a variação de  $\beta$  com o ângulo  $\theta$  resulto em um valor aproximadamente constante ( $\beta \approx 0.92$ ), este valor de  $\beta$  é o comportamento global para diferentes valores de  $\theta$ . No entanto para o caso dos fótons o parâmetro  $\beta$  varia em função

de  $\theta$  da seguinte forma:  $\beta = 0.55 + 0.40\theta$ .

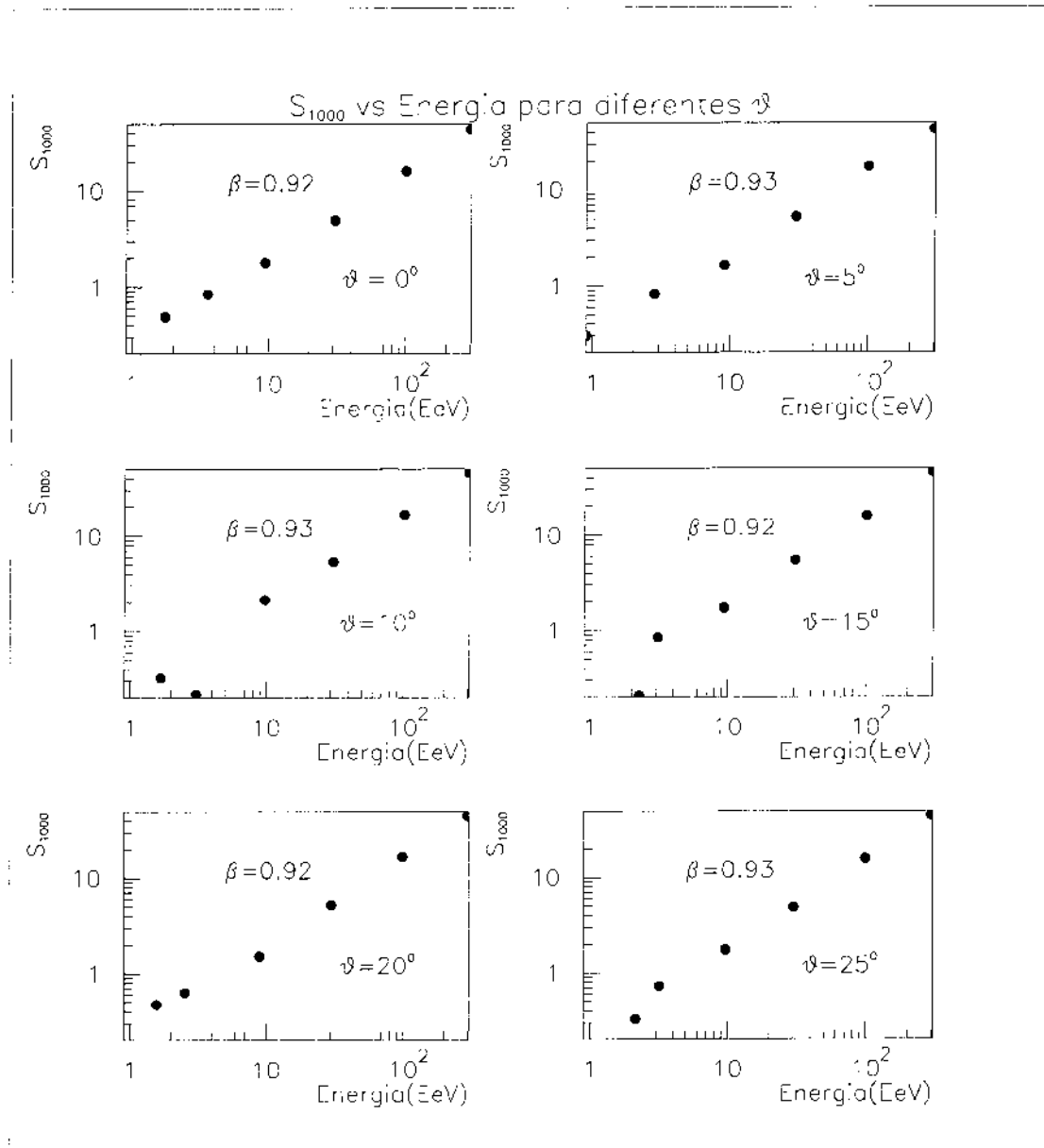


Figura 7.20: Variação de  $S_{1000}$  em função da energia para diferentes valores do ângulo  $\theta$  para o caso dos prótons primários

Uma vez fixado o valor do parâmetro  $\beta$ , o seguinte passo foi estabelecer a forma do parâmetro  $\alpha(\theta)$  para o qual os valores de  $S_{1000}$  obtidos na simulação, para as diferentes energias e ângulos são divididos pela energia elevado à potência 0.92 ( $S_{1000}/E^{0.92}$ , para o

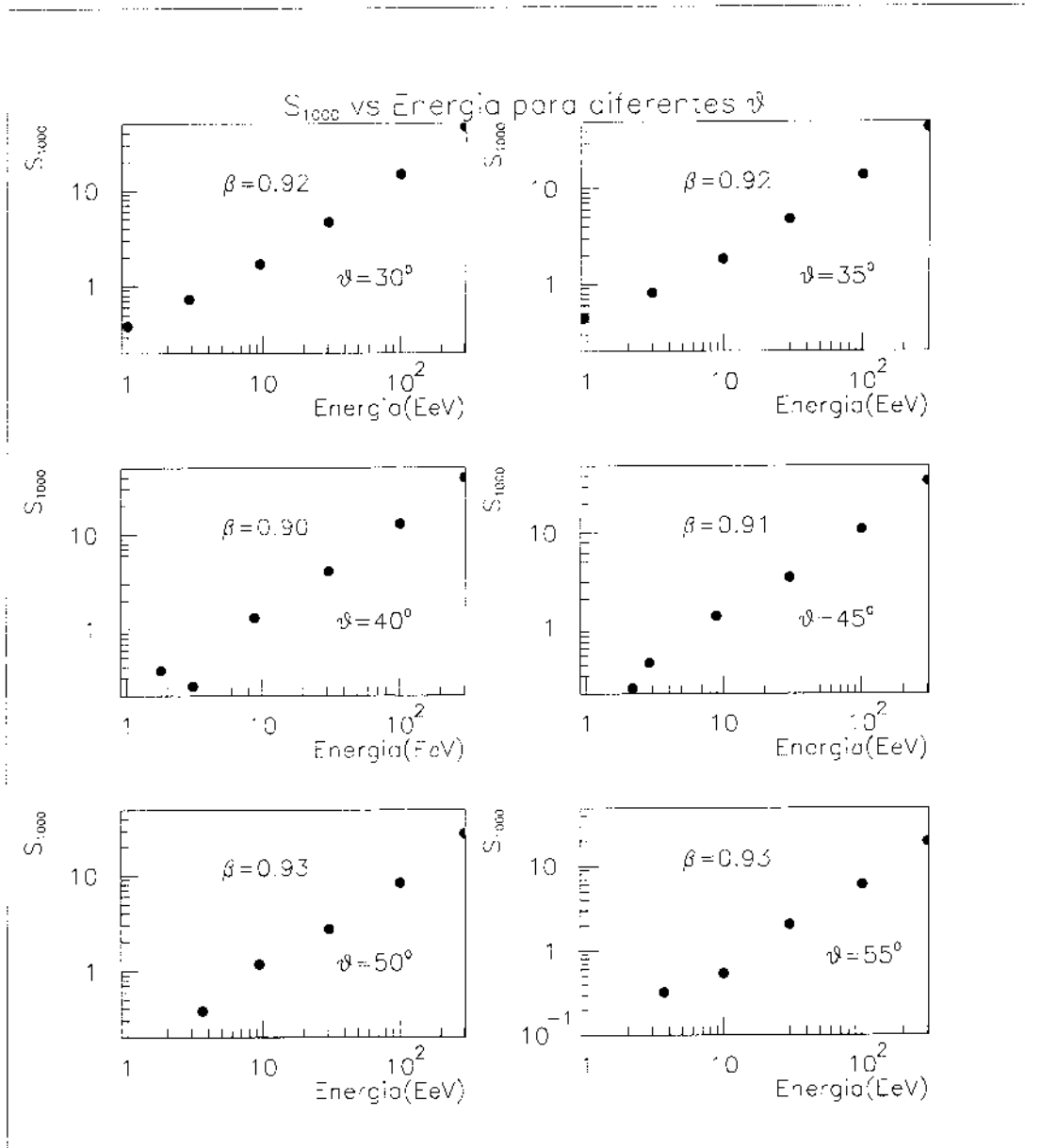


Figura 7.21: Variação de  $S_{1000}$  em função da energia para diferentes valores do ângulo  $\theta$  para o caso dos prótons primários

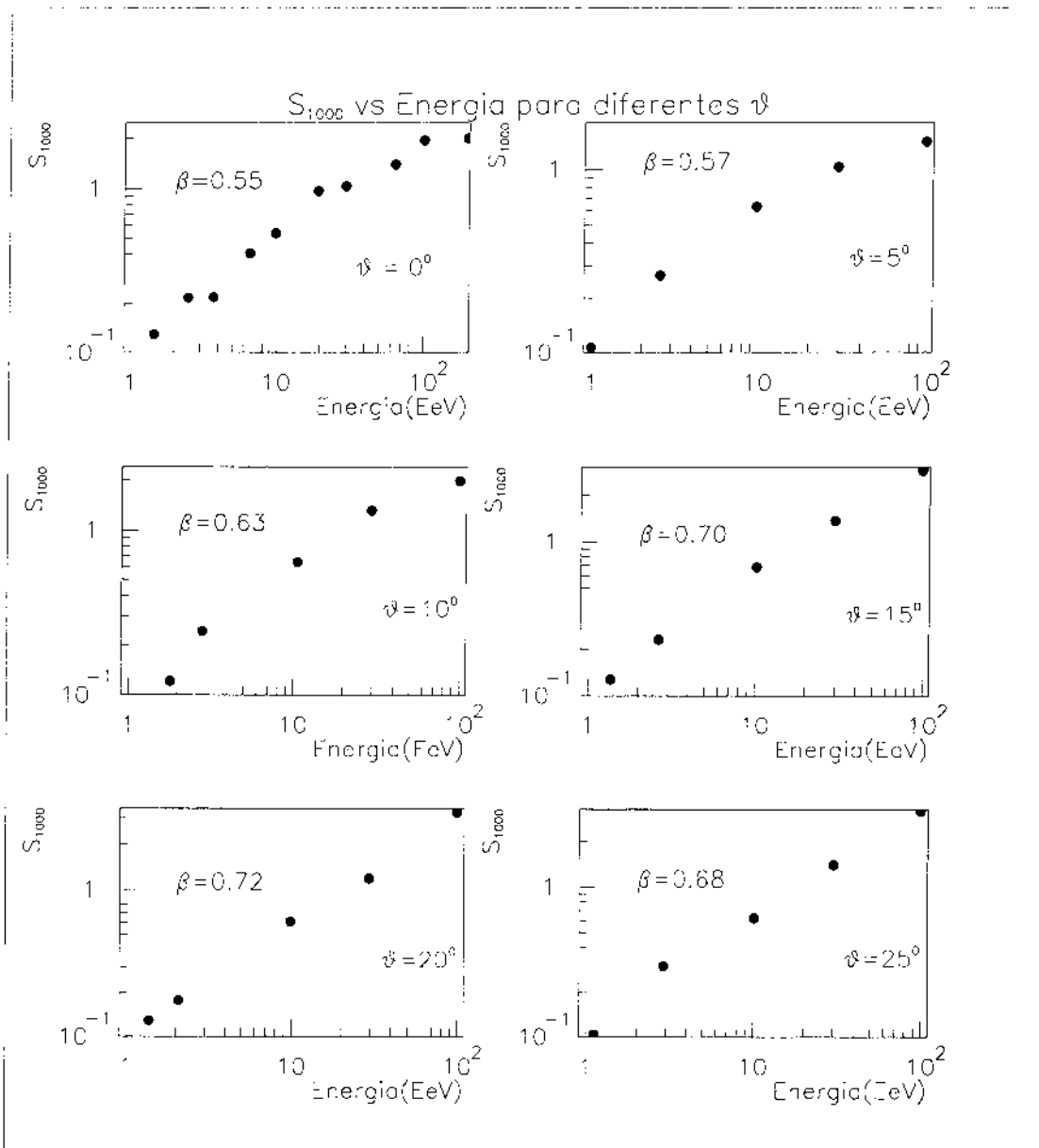


Figura 7.22: Variação de  $S_{1000}$  em função da energia para diferentes valores do ângulo  $\theta$  para o caso dos fótons primários

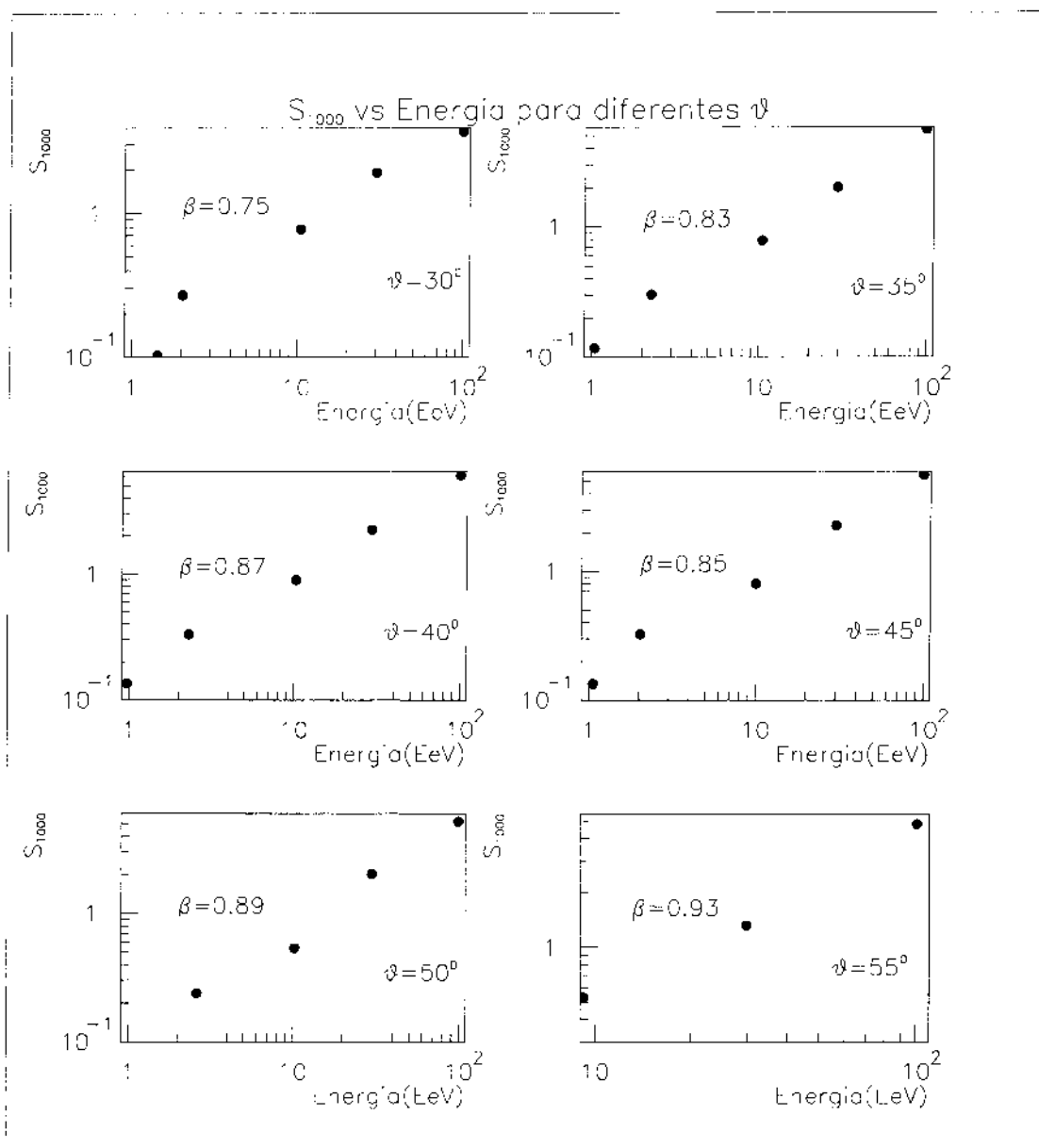


Figura 7.23: Variação de  $S_{1000}$  em função da energia para diferentes valores do ângulo  $\theta$  para o caso dos fótons primários

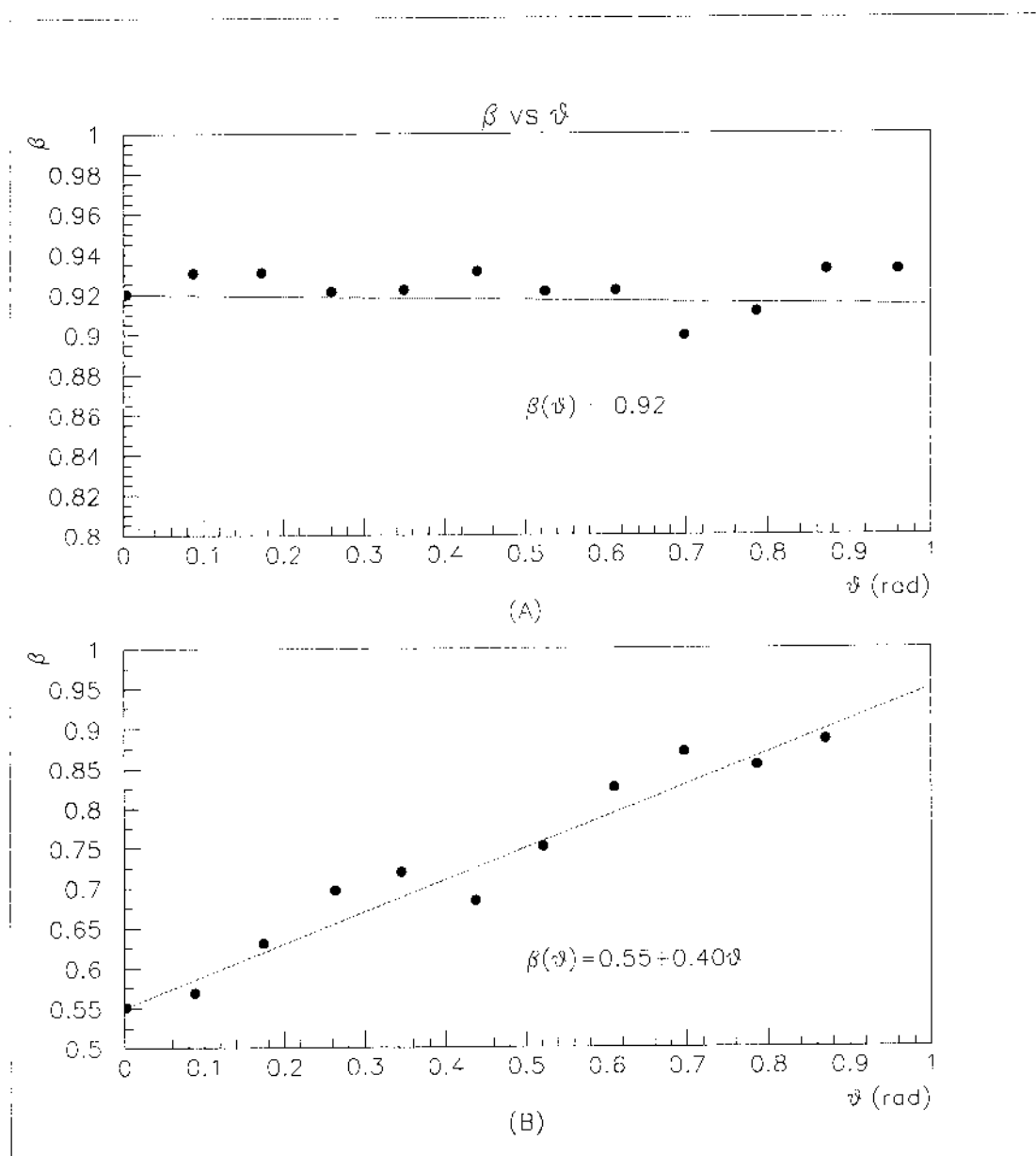


Figura 7.21: Variação do parâmetro  $\beta$  em função do ângulo  $\theta$  para (A) prótons primários, e (B) fótons primários

caso dos prótons primários) e analisados em função do  $1/\cos(\theta)$  na figura (7.27) podemos ver o perfil resultante para o caso dos prótons. Para encontrar o valor apropriado do parâmetro  $\alpha$  vamos a usar as equações (5.9) e (5.10) como ponto de partida, onde o perfil exibido para o caso da equação (5.10) tem a forma:

$$\frac{\rho_{600}}{E^{0.98}} \sim \frac{1}{\exp(a(\sec \theta - 1))} \quad (7.14)$$

Fazendo uma expansão em series de Taylor do termo exponencial da equação anterior (7.14), obtem-se

$$\frac{1}{\exp(a(\sec \theta - 1))} \approx \frac{1}{[1 + a(\sec(\theta) - 1) + (1/2!)a^2(\sec(\theta) - 1)^2]} \quad (7.15)$$

o qual mostra o perfil da função até segundo ordem, usada pelo grupo do Haverah Park. Baseados na forma desse parâmetro foi feita a seguinte proposta.

- Substituição de  $S_{1000}$  em lugar de  $\rho(600)$ , e do parâmetro  $a$  pelos parâmetros  $a_0, a_1, a_2$  na expansão de Taylor feita na equação anterior.

$$E^{0.92} = \alpha(\theta)S_{1000} \quad (7.16)$$

onde:  $\alpha(\theta) \sim [1 + a(\sec(\theta) - 1) + (1/2)a^2(\sec(\theta) - 1)^2]$

$$E^{0.92} = S(1000)[1 + a(\sec(\theta) - 1) + (1/2)a^2(\sec(\theta) - 1)^2] \quad (7.17)$$

usando as equações (7.16) e (7.17), adotamos uma forma empírica:

$$\frac{S(1000)}{E^{0.92}} \approx \frac{a_0}{[1 + (a_1)(\sec(\theta) - 1) + (a_2)(\sec(\theta) - 1)^2]} \quad (7.18)$$

Para o análise do perfil obtido com os dados das simulações foi feita divisão dos valores de  $S_{1000}$  entre o valor de  $E^{0.92}$  e a descrição destes em função do  $1/\cos \theta$ . Na figura (7.27), pode-se ver a variação de  $S_{1000}/E^{0.92}$  em função do  $1/\cos \theta$ . Para este caso a energia esta

em unidades de  $E\text{eV}^3$ . Usando esta equação modificada (7.18), procedeu-se o ajuste do conjunto de dados, e obtem-se:

1.- A função que ajusta os dados para o caso dos prótons tem a seguinte forma:

$$S_{1000} = \frac{0.225}{1 + 0.108(\sec(\theta) - 1) + 2.30(\sec(\theta) - 1)^2} E^{0.92} \quad (7.19)$$

Na figura (7.27) podemos ver o perfil resultante, assim como a curva resultante do ajuste.

- $S_{1000}$  e a energia para o caso dos fótons

A análise para o caso dos fótons foi feito em forma análoga que para o caso dos prótons. A diferença principal esta no valor de  $\beta$  da equação (7.13), o qual para o caso dos fótons não pode ser considerado aproximadamente constante. Portanto para ver o perfil de  $S_{1000}/E^{0.55+0.4\theta}$  é preciso dividir o valor de cada  $S_{1000}$  pela energia  $E$  elevada ao correspondente valor de  $\beta$  para determinado ângulo. Na figuras (7.26) podemos ver a variação do  $S_{1000}$  em função do ângulo de chegada e na figura (7.27) podemos ver o perfil de  $S_{1000}/E^\beta$  em função do  $1/\cos(\theta)$  para o caso dos fótons primários. Analisando a forma do perfil procedeu-se de forma análoga que o caso anterior e obtem-se:

$$S_{1000} = \frac{0.126}{1 - 0.502(\sec(\theta) - 1) + 2.62(\sec(\theta) - 1)^2} E^{(0.55+0.4\theta)} \quad (7.20)$$

---

<sup>3</sup>1 Eev equivale a  $10^{18}eV$



Tabela 7.1: valores dos parâmetros da função de ajuste para o perfil resultante obtidos de dividir  $S_{1000}/E^\beta$  para o conjunto de dados obtidos na simulação

parâmetros	fóton	próton
$a_0$	$0.126 \pm 0.003$	$0.225 \pm 0.003$
$a_1$	$-0.50 \pm 0.30$	$0.108 \pm 0.181$
$a_2$	$2.62 \pm 0.55$	$2.30 \pm 0.32$
$\chi^2$	0.002	0.001

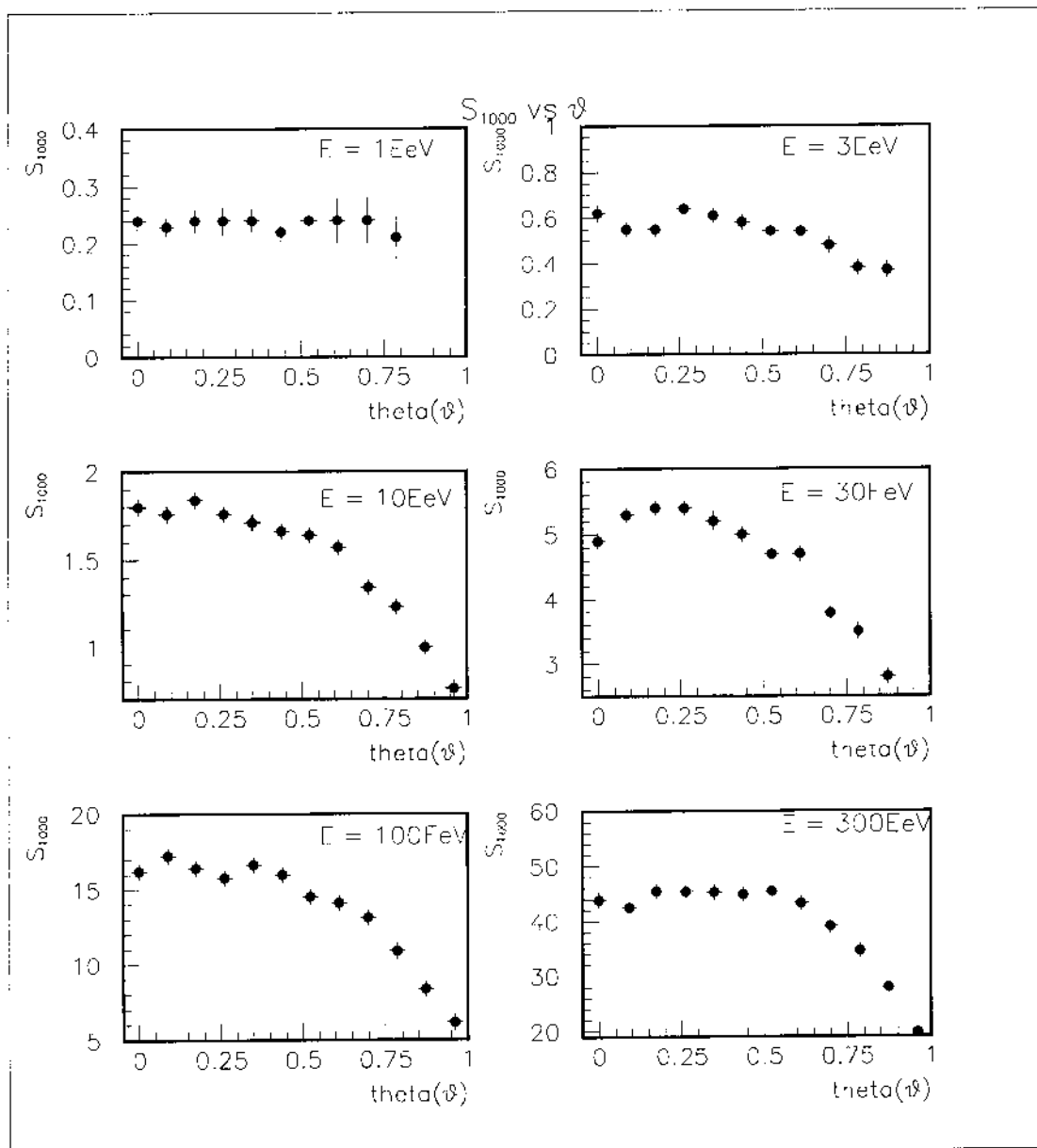


Figura 7.25:  $S_{1000}$  vs  $\theta$  para o caso dos prótons primários

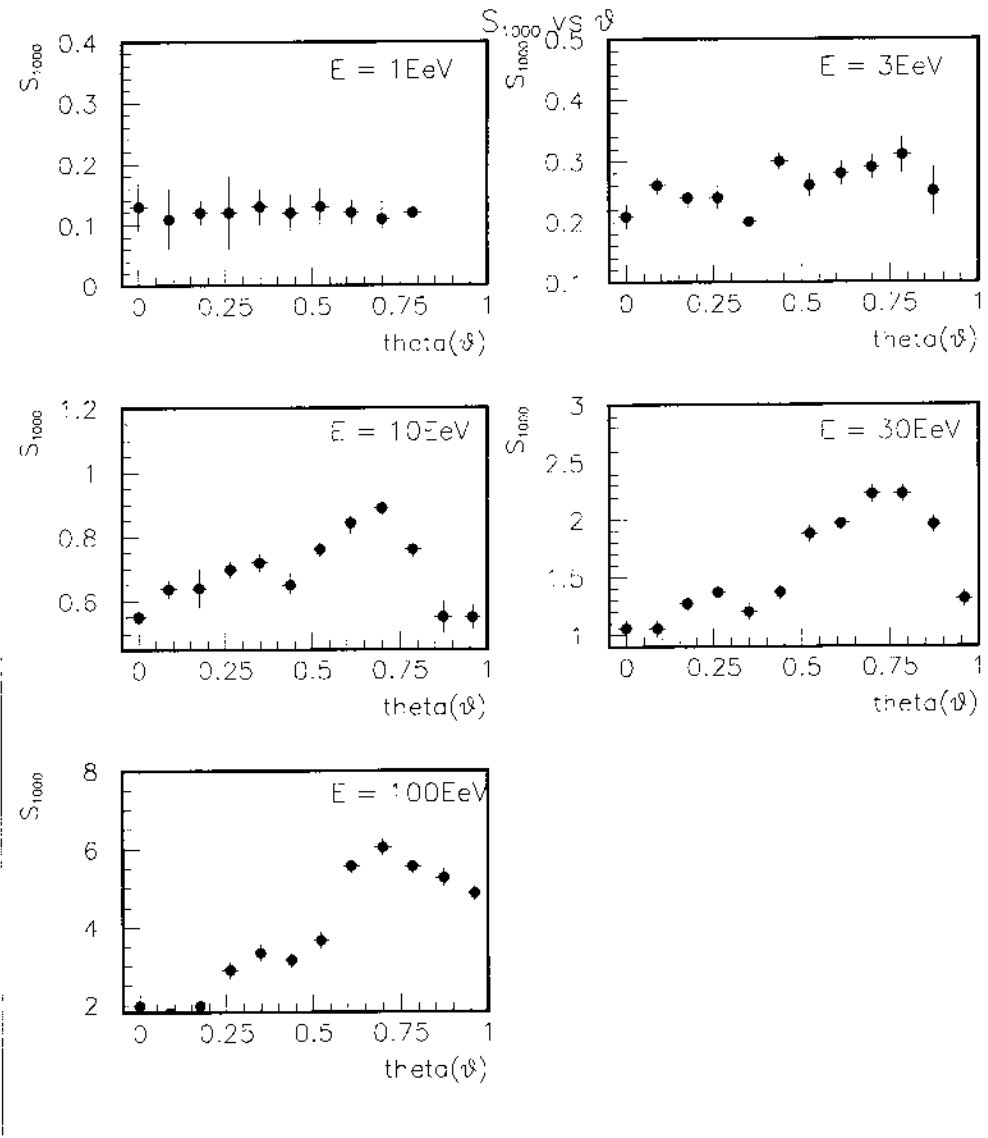


Figura 7.26:  $S_{1000}$  vs  $\theta$  para o caso dos fótons primários

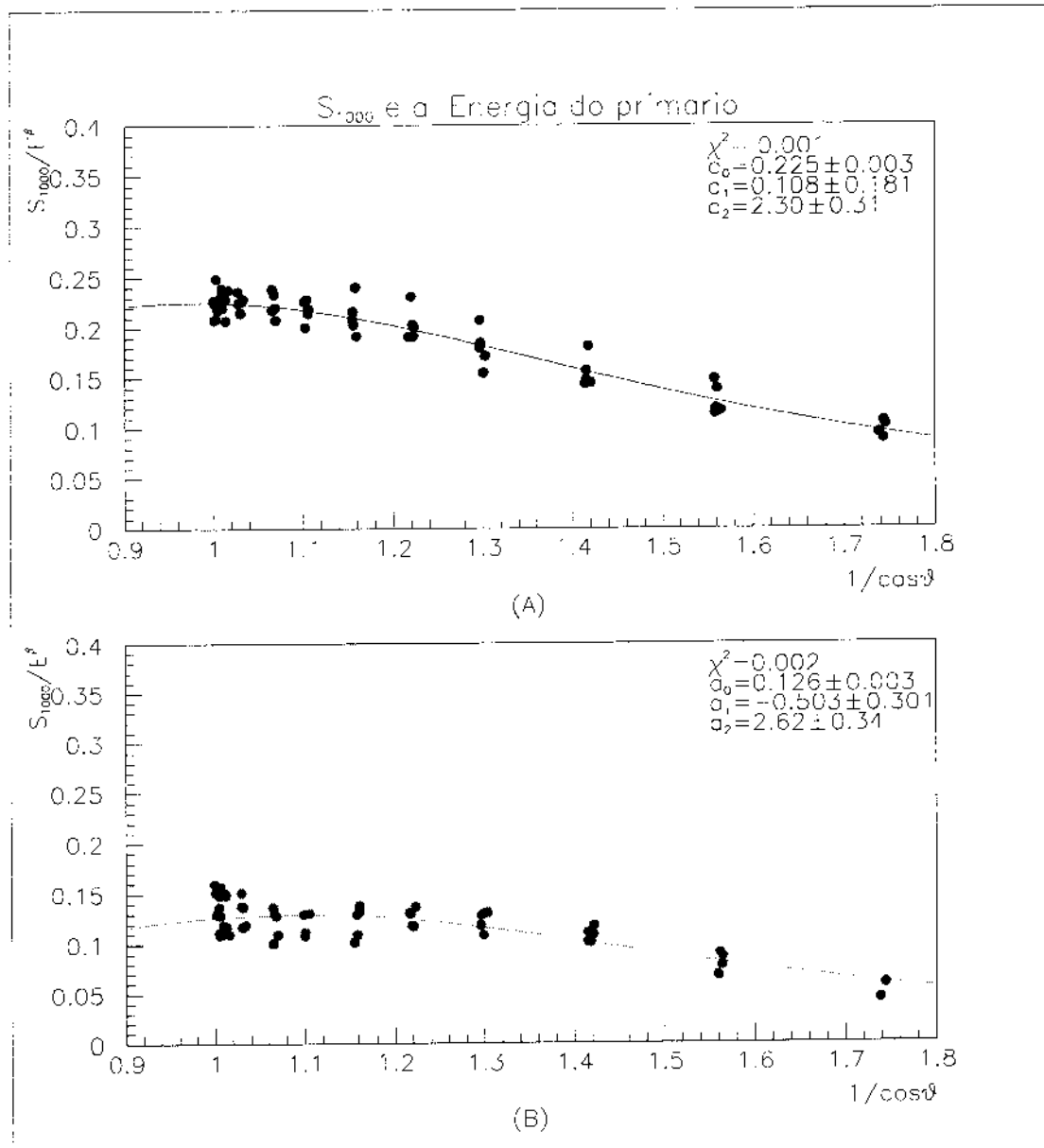


Figura 7.27:  $S_{1000}/E^\beta$  vs  $1/\cos\theta$  para o caso dos prótons(A) e fótons primários(B)

- Precisão no cálculo da Energia

Após da parametrização da energia procedeu-se a analisar a precisão no cálculo desta. Os valores de  $S_{1000}$  foram usados para usados para estimar a energia dos primários tanto para o caso dos prótons como para o caso dos fótons. Nas figuras (7.28) e (7.29) podem-se ver os resultados. Para o caso dos prótons obteve-se uma estimativa do 20% d ou menos.

Para o caso dos fótons as estimativas da energia foram muito pobres, especialmente para energias a partir de  $10^{19}$ , e ângulos quase verticais.

### 7.7.2 Determinação da inclinação $\eta(\theta)$

Para a determinação da dependência de  $\eta$  para os diferentes ângulos de chegada, fizemos uma avaliação dos valores resultantes de  $\eta$  para os diferentes ângulos de chegada ver figura (7.30), a avaliação de  $\eta$  é feita em função do  $1/\cos(\theta)$  na figura (7.32) podemos ver o perfil resultante para o conjunto de dados obtidos com a simulação para os diferentes ângulos e energias, assim como os resultados do ajuste  $\eta$  vs  $1/\cos(\theta)$ , para o caso dos prótons e dos fótons primários.

$$\eta = 4.78 - 1.11/\cos\theta \quad (7.21)$$

No caso dos fótons primários utilizamos um procedimento análogo ao caso anterior, na figura (7.31) pode-se ver o variação de  $\eta$  como função de  $\theta$  e na figura (7.32) pode-se ver o resultado de  $\eta$  vs  $1/\cos(\theta)$  e obtem-se o seguinte resultado:

$$\eta = 4.44 - 0.45/\cos\theta \quad (7.22)$$

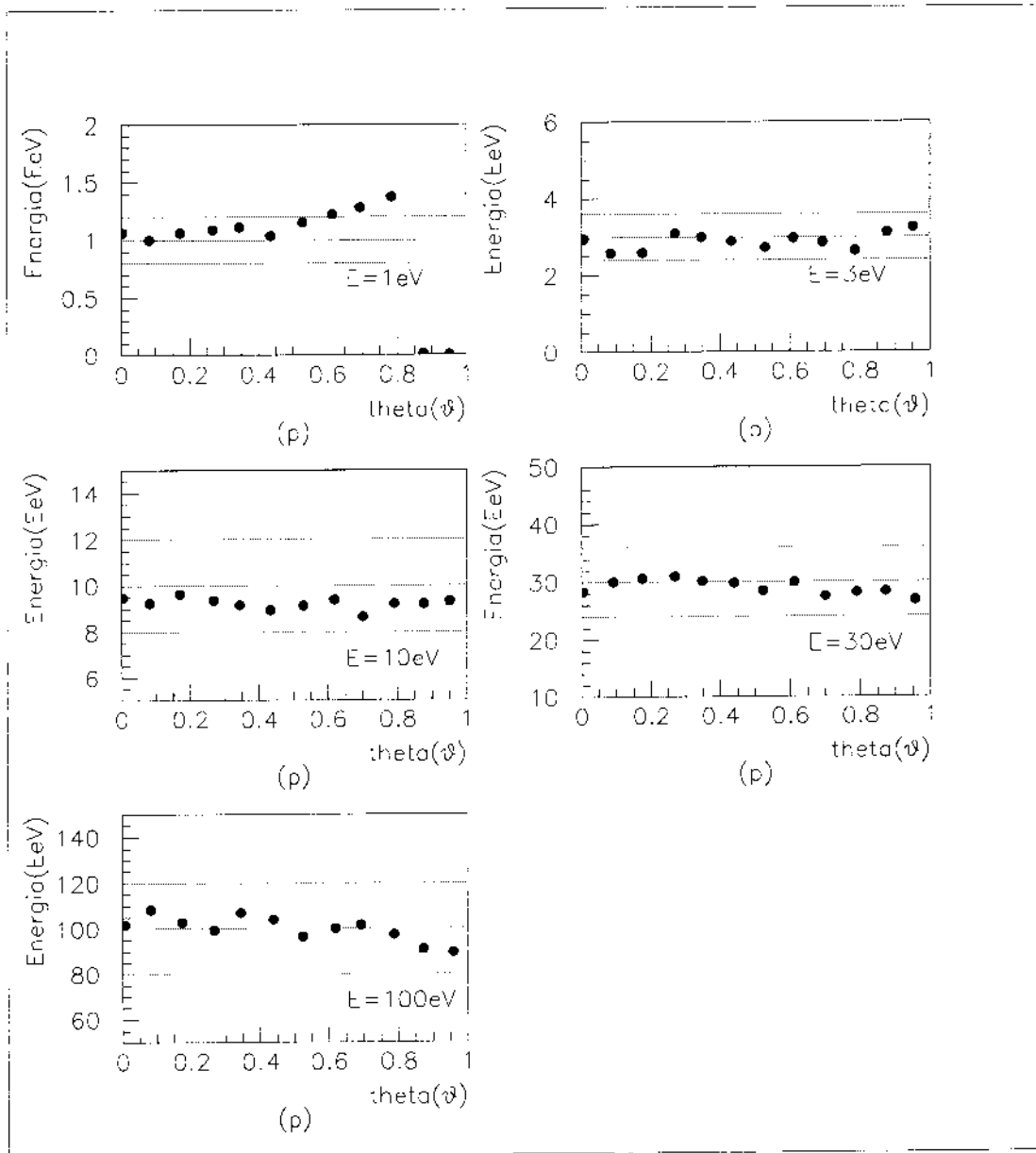


Figura 7.28: Precisão no cálculo da energia para o caso dos prótons primários

Tabela 7.2: valores de a e b obtidos para o ajuste dos dados de  $\eta$  como função de  $1/\cos\theta$  usando a função  $\eta = a + b/\cos\theta$

parâmetros	fóton	próton
a	$4.44 \pm 0.27$	$4.78 \pm 0.14$
b	$-0.45 \pm 0.22$	$-1.11 \pm 0.12$
$\Delta\eta$	0.35	0.32

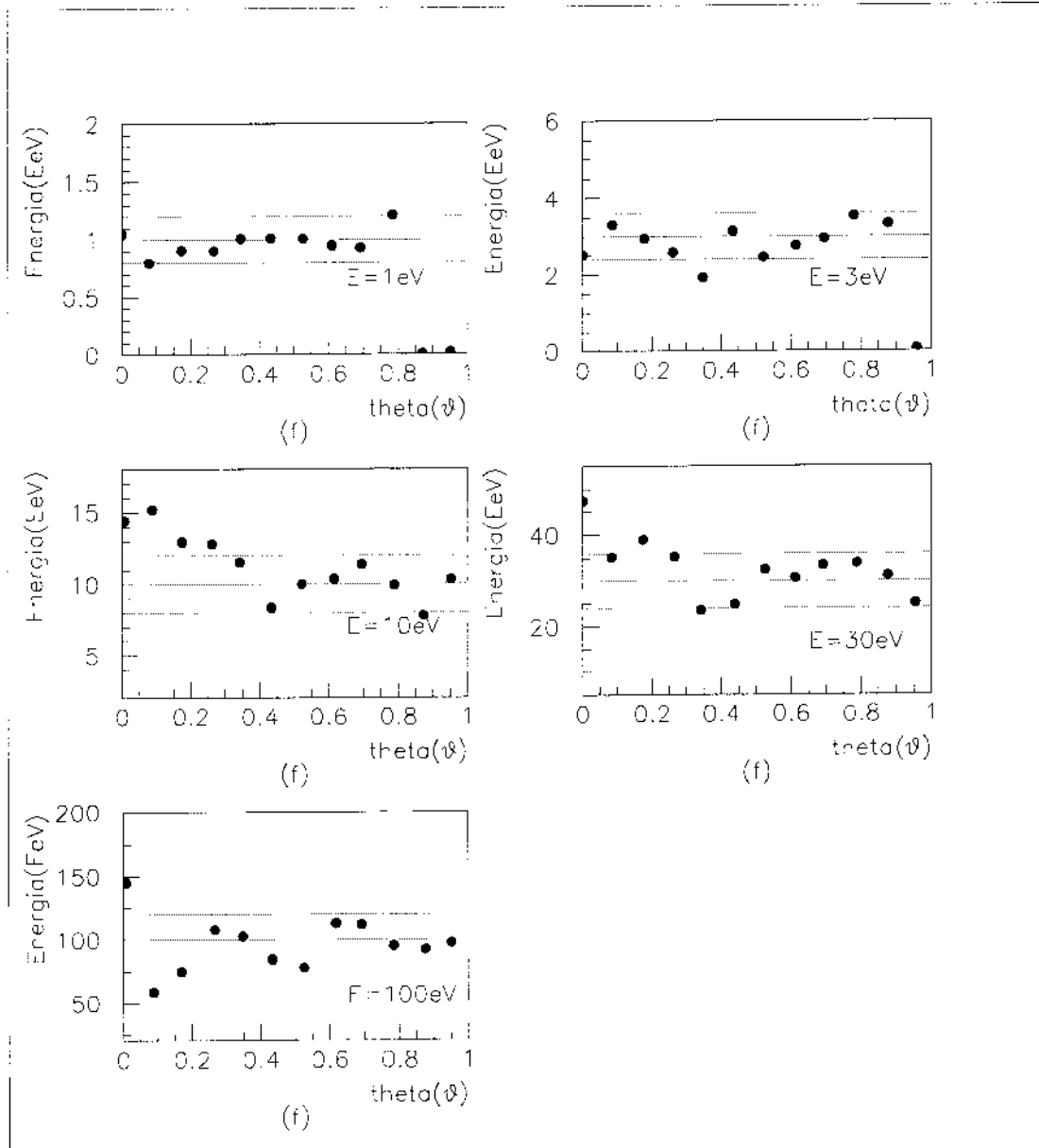


Figura 7.29: Precisão no cálculo da energia para o caso dos fótons primários

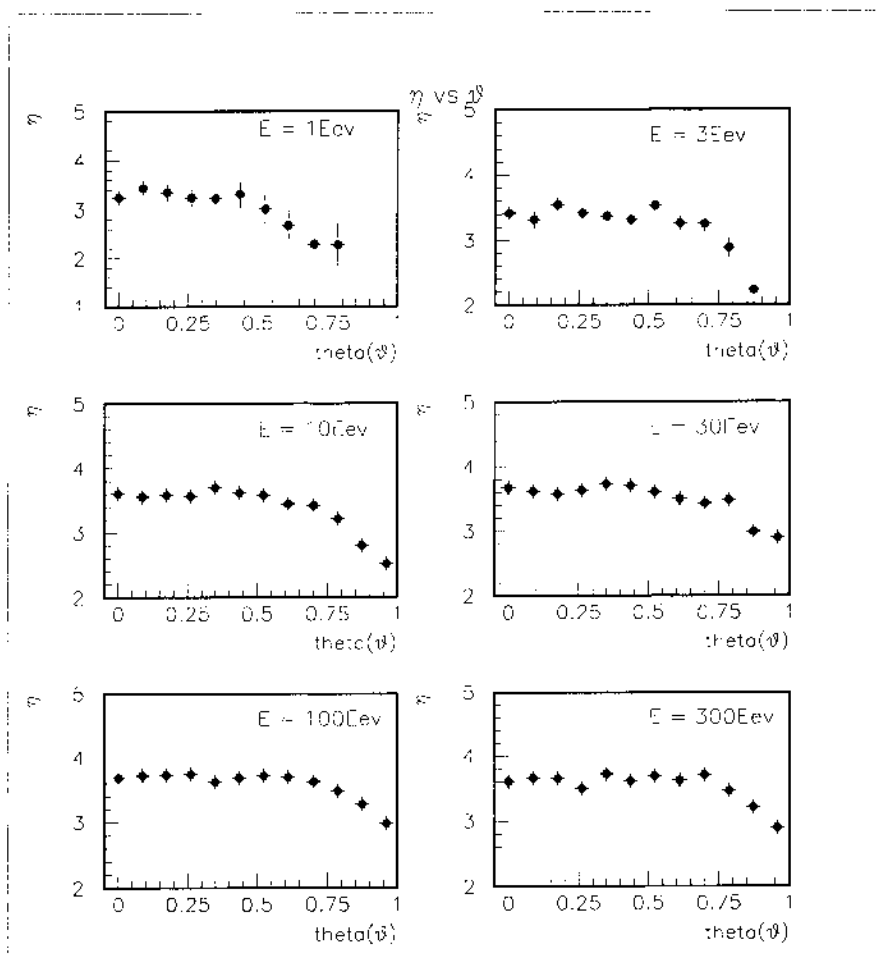


Figura 7.30: valor de  $\eta$  como função de  $\theta$ , para o próton primário a diferentes energias

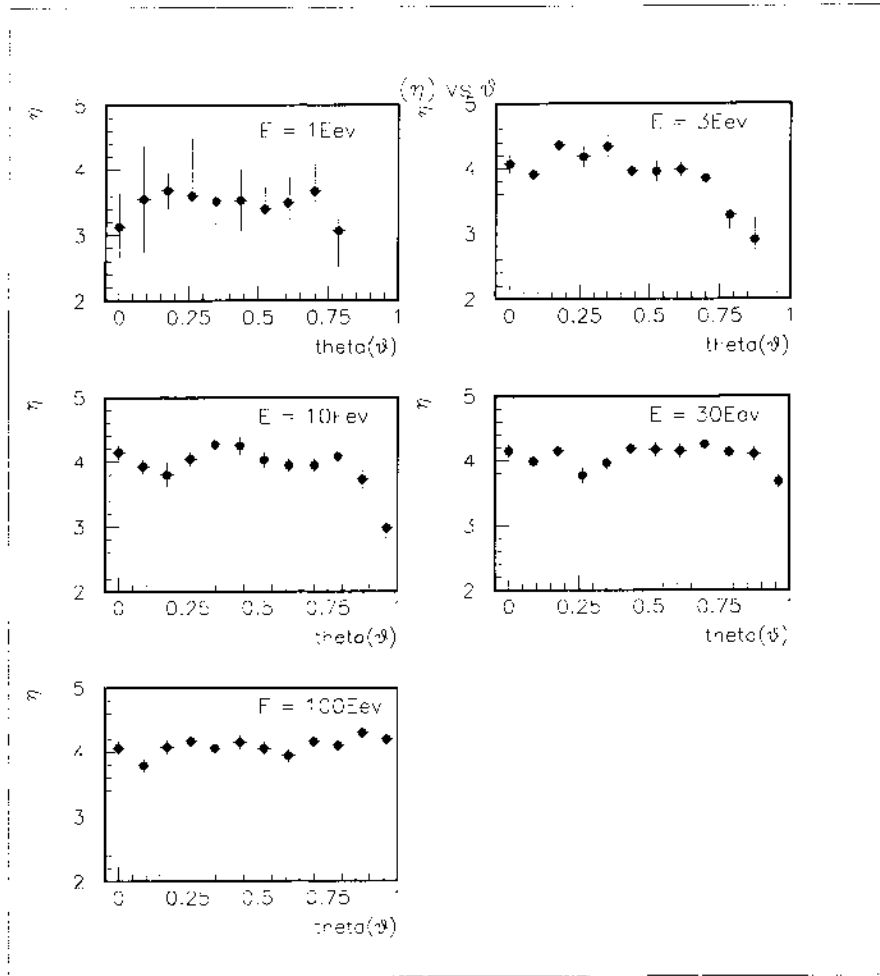


Figura 7.31: valor de  $\eta$  como função de  $\theta$ , para o fóton primário a diferentes energias



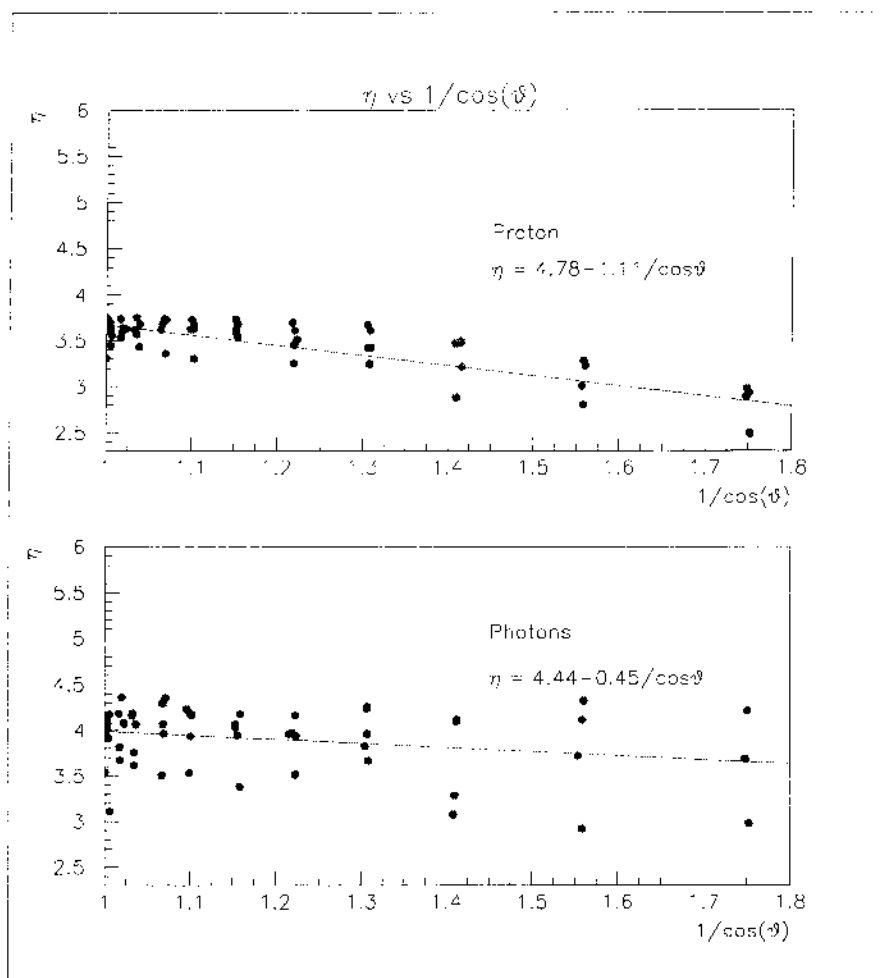


Figura 7.32: valor de  $\eta$  como função da inclinação  $1/\cos(\theta)$ , para os diferentes primários

### 7.7.3 Análise e comparação da curvatura para cada primário

A curvatura da frente do chuvaire diminui continuamente com o desenvolvimento longitudinal, portanto o análise desta é um indicador do desenvolvimento longitudinal. Para a análise foram medidos e ajustados os tempos  $t_{10}$  com um parâmetro  $\gamma_c$  na figura (7.33) vemos as curvaturas para os diferentes primários. calculados usando a equação (7.9)

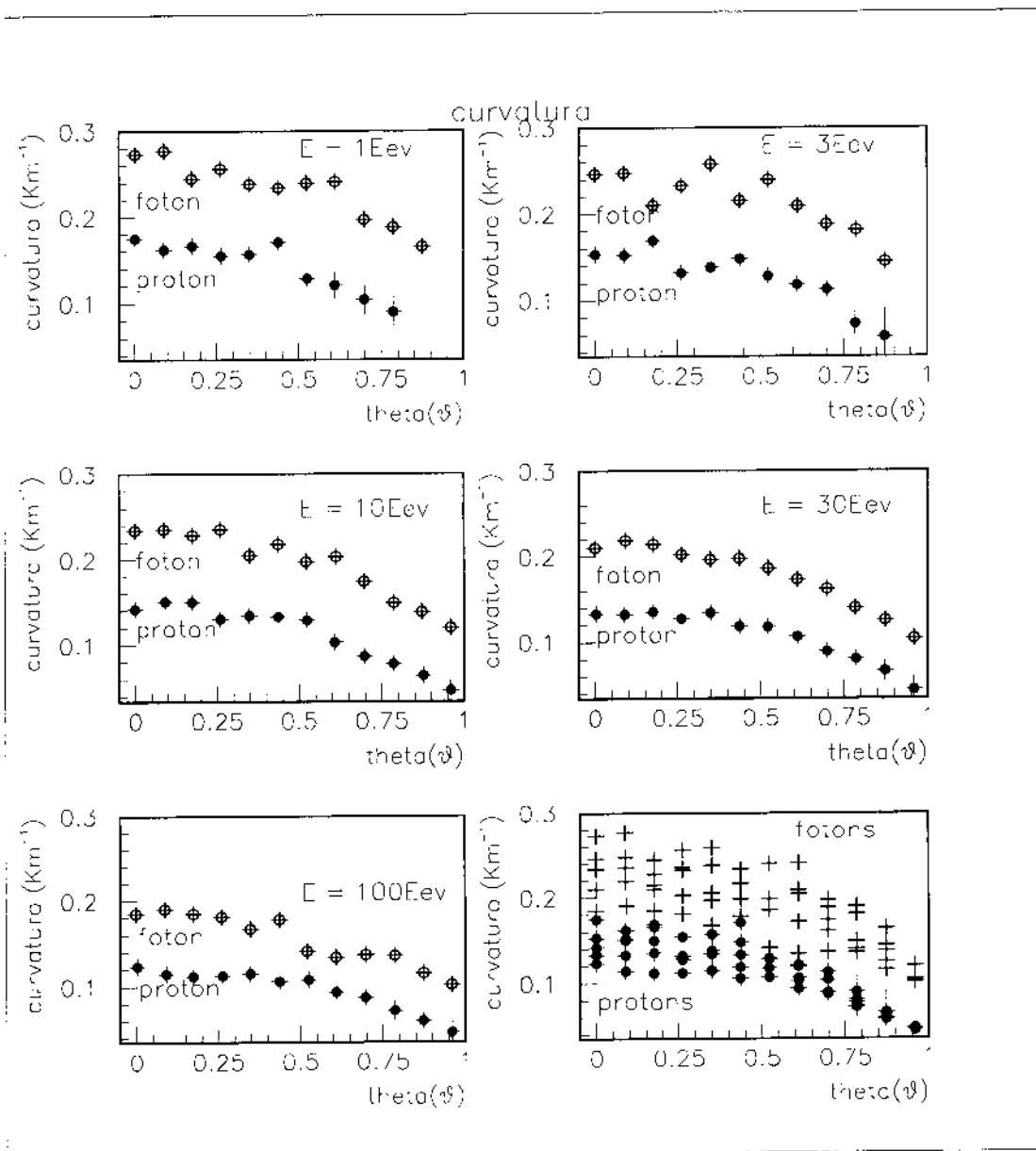


Figura 7.33:  $\gamma_c$  vs  $\theta$  para prótons e fótons primários

## 7.8 Combinação das variáveis $\eta_{(0)}$ e $\gamma_c$ para a identificação do primário

### 7.8.1 Método de Fisher

O estudo das variáveis  $(\eta, \gamma_c)$  definidas anteriormente é de um grande interesse pois permitem definir cortes para isolar fótons não convertidos de um possível fundo de prótons ou núcleos.

O tratamento clássico para o problema da classificação de duas classes (ou mais de duas) foi proposto por Fisher em 1936. Essa forma de tratamento da classificação é chamada de *função discriminante de Fisher* ou *função lineal discriminante*. Para entender o conceito de discriminação vamos revisar o método, para o qual vamos supor que o nosso espaço é  $m$ -dimensional (i.e. temos  $m$  medidas para cada observação, para o nosso caso  $m = 2$ ). Em um espaço de  $m$  dimensões, cada observação é expressa como um vetor com  $m$  elementos.

$$y^t = [y_1 y_2 \dots y_m] \quad (7.23)$$

Como exemplo podemos citar que para o nosso caso existem dois elementos no vetor:  $y_1$  o valor de  $\eta$  e  $y_2$  o valor de  $\gamma_c$  (curvatura).

Supondo que temos dois conjuntos desses vetores:  $U_1$  e  $U_2$ .  $U_1$  tem  $N_1$   $y$ -vetores e  $U_2$  tem  $N_2$   $y$ -vetores.  $U_1$  é uma matriz  $N_1 \times m$  onde cada fila é um vetor de  $m$  dimensões correspondente a uma observação.  $U_2$  é uma matriz similar com  $N_2$  filas.  $U_1$  corresponde a um conjunto da classe 1 e  $U_2$  corresponde a um conjunto da classe 2. Em referência ao nosso problema; a classe 1 esta formada pelo conjunto de vetores que caracterizam aos prótons enquanto a classe 2 esta formada pelo conjunto de vetores que caracterizam aos fótons. Portanto precisa-se de uma regra que nos permita classificar cada nova observação

como "próton" ou como "fóton".

Essa regra foi elaborada partindo da seguinte transformação:

$$z = a^T y \quad (7.24)$$

Onde o vetor  $a$  é desconhecido nesta etapa do cálculo. Esta transformação introduz uma nova variável que é a combinação linear de todos os elementos em uma observação. O vetor  $a$  é um vetor de dimensão  $m \times 1$ . Esta transformação converte cada observação  $m$ -dimensional em um escalar. Um valor diferente de  $z$  é calculado para cada vetor  $y$ . O que significa, que estamos projetando cada ponto  $y$  sobre o eixo  $z$ . Como temos duas classes (i.e. prótons e fótons), vamos ter dois conjuntos ao longo deste novo eixo  $z$  onde:

$$z_1 = a^T y_i \quad i = 1, \dots, N_1 \quad (7.25)$$

$$z_2 = a^T y_i \quad i = N_1 + 1, \dots, N_1 + N_2 \quad (7.26)$$

$z_1$  e  $z_2$  são grupos de pontos sobre o eixo  $z$ . Esses pontos cobriram duas faixas ao longo deste eixo. Portanto o cálculo está focalizado em encontrar a orientação desse eixo ( $z$ ) de tal forma que a diferença entre as médias de cada classe seja a máxima. Na figura(7.34) podemos visualizar de forma esquemática o critério do análise multivariáveis de Fisher, que maximizam a separação entre as classes, e provê o espaço mais conveniente para a classificação em concordância à correlação entre as amostras. Portanto se temos um conjunto de duas classes, o objetivo é encontrar um eixo que permita conseguir a maior separação entre as classes

A seguir vamos mostrar como encontrar a orientação desse eixo  $z$  para o qual vamos definir

os vetores médios:

$$\bar{y}_1 = \bar{y}_{11}, \bar{y}_{12}, \dots, \bar{y}_{1m} \tag{7.27}$$

Para todos os vetores da classe 1 (i.e. prótons)

$$\bar{y}_2 = \bar{y}_{21}, \bar{y}_{22}, \dots, \bar{y}_{2m} \tag{7.28}$$

Para todos os vetores da classe 2. (i.e. fótons), como exemplo citaremos as variáveis tomadas em conta para este trabalho, então  $m = 2$  e  $\bar{y}_1 = (\bar{\eta}, \bar{\gamma}_c)$  o qual é um vetor de duas componentes, onde a primeira componente é o valor médio de  $\eta$  e a segunda componente é o valor médio de  $\gamma_c$ . O passo seguinte é considerar a diferença entre as médias de cada grupo para cada valor  $j^{th}$  de cada observação ( $j = 1, \dots, m$ )

$$\delta_j = \bar{y}_{1j} - \bar{y}_{2j} \tag{7.29}$$

Fisher propôs que para obter a separação máxima entre os dois grupos, precisa-se encontrar o máximo para a seguinte quantidade:

$$J = \frac{\Delta^2}{\sum_{i=1}^{N_1} (z_i - \bar{z}_1)^2 + \sum_{i=N_1+1}^{N_1+N_2} (z_i - \bar{z}_2)^2} \tag{7.30}$$

Onde  $\Delta = a^T \delta$ , e  $\delta = y_1 - \bar{y}_2$  e as médias no novo eixo são definidas como

$$\bar{z}_1 = \bar{y}_1' a \tag{7.31}$$

$$\bar{z}_2 = \bar{y}_2' a \tag{7.32}$$

O denominador da equação (7.30) pode ser re-escrito como :

$$\sum_1 + \sum_2 = \sum_{i,j}^{N_1, N_1+N_2} a_i a_j (V_0 + V_1)_{ij} \tag{7.33}$$

onde  $S = (V_1 + V_2)_{ij}$  representa a soma das matrizes de covariância dentro das classes. Portanto o segundo termo da equação (7.33) pode ser escrito como  $a^T S a$ . A medida da separação é dada por:

$$J(a) = \frac{\Delta^2}{a^T S a} \quad (7.34)$$

O objetivo é encontrar o valor de  $a$  que maximize o termo  $J$ . Derivando  $J(a)$  com respeito ao vetor  $a$  (o cálculo é feito usando derivadas vectoriais), e igualando-o a zero ( $\frac{\partial J}{\partial a} = 0$ ) obtém-se:

$$\frac{\partial J}{\partial a} = \frac{2\Delta}{Q} \frac{\partial \Delta}{\partial a} - \frac{\Delta^2}{Q^2} \frac{\partial Q}{\partial a} \quad (7.35)$$

onde  $Q = a^T S a$  portanto o valor de  $a$  esta dado por:

$$a = \frac{Q}{\Delta} S^{-1} \delta \quad (7.36)$$

Ignorando a parte escalar obtem-se:

$$a = S^{-1} \delta \quad (7.37)$$

com o valor de  $\delta = \bar{y}_1 - \bar{y}_2$

## 7.8.2 Identificação dos primários usando o método de Fisher

Dado um evento (Os detectores são atingidos por uma chuva) é preciso saber o tipo do primário. A partir de nosso conjunto de dados (obtidos na simulação) vamos a construir uma forma para separa-los. Primeiro vamos construir espaço bidimensional formado pelos valores das variáveis  $\eta$  e  $\gamma_c$  ver a figura (7.35). Foram definidos os vectores:

$$\bar{y}_c = \begin{pmatrix} \bar{\eta}_c \\ \bar{\gamma}_c \end{pmatrix} \quad (7.38)$$

Em forma similar vamos definir a covariância

$$\sum_c = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^s (y_i - \bar{y})(y_i - \bar{y})^T \quad (7.39)$$

onde o sub-índice  $c$  indica a classe (próton ou fóton).

$$S_T = \sum_{\text{próton}} + \sum_{\text{fóton}} \quad (7.40)$$

$$S = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \rightarrow S^{-1} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{bmatrix} \quad (7.41)$$

De nosso conjunto de valores obtivemos

$$\bar{y}_{\text{próton}} = \begin{pmatrix} 3.35 \\ 0.12 \end{pmatrix} \quad (7.42)$$

$$\bar{y}_{\text{fóton}} = \begin{pmatrix} 3.90 \\ 0.19 \end{pmatrix} \quad (7.43)$$

$$S_{\text{próton}} = \begin{bmatrix} 0.150 & 0.005 \\ 0.005 & 0.001 \end{bmatrix} \quad (7.44)$$

$$S_{\text{fóton}} = \begin{bmatrix} 0.121 & -0.002 \\ -0.002 & 0.002 \end{bmatrix} \quad (7.45)$$

$$S_T = \begin{bmatrix} 0.271 & 0.003 \\ 0.003 & 0.003 \end{bmatrix} \rightarrow S_T^{-1} = \begin{bmatrix} 3.73 & -3.73 \\ -3.73 & 337.06 \end{bmatrix} \quad (7.46)$$

Usando a equação (7.37) para obter as componentes do vetor  $a$

$$a = \begin{pmatrix} a_{11} \\ a_{12} \end{pmatrix} \quad (7.47)$$

onde  $\delta = \bar{y}_p - \bar{y}_p$  obtém-se:

$$a_{11} = c_{11}(\bar{\eta}_f - \bar{\eta}_p) + c_{12}(\bar{\gamma}_{cf} - \bar{\gamma}_{cp}) \quad (7.48)$$

$$a_{12} = c_{21}(\bar{\eta}_f - \bar{\eta}_p) + c_{22}(\bar{\gamma}_{cf} - \bar{\gamma}_{cp}) \quad (7.49)$$

O eixo que permite a maior separação entre as classes é dado por:

$$z = a^T \begin{pmatrix} \eta \\ \gamma_c \end{pmatrix} \tag{7.50}$$

portanto:

$$z = a_{11}\eta + a_{12}\gamma_c \tag{7.51}$$

substituindo os valores temos que:

$$z = 1.8\eta + 21.54\gamma_c \tag{7.52}$$

Na figura (7.35) pode-se ver os resultados da separação usando as variáveis  $\eta$  e  $\gamma_c$ .

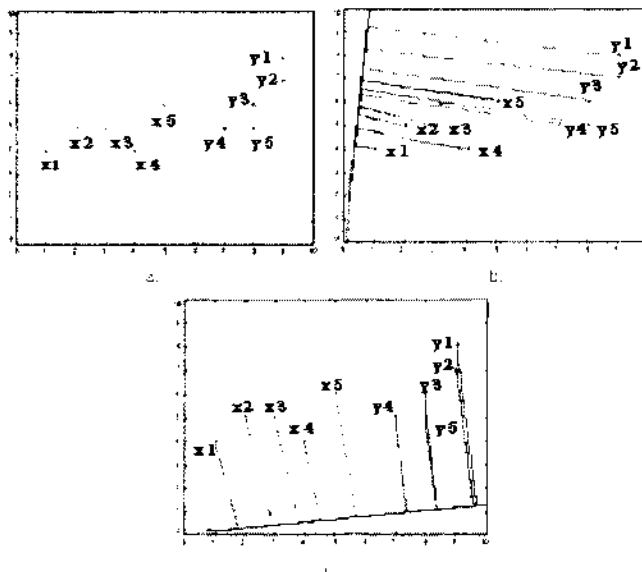


Figura 7.34: Critério de separação de classes com o método de Fisher



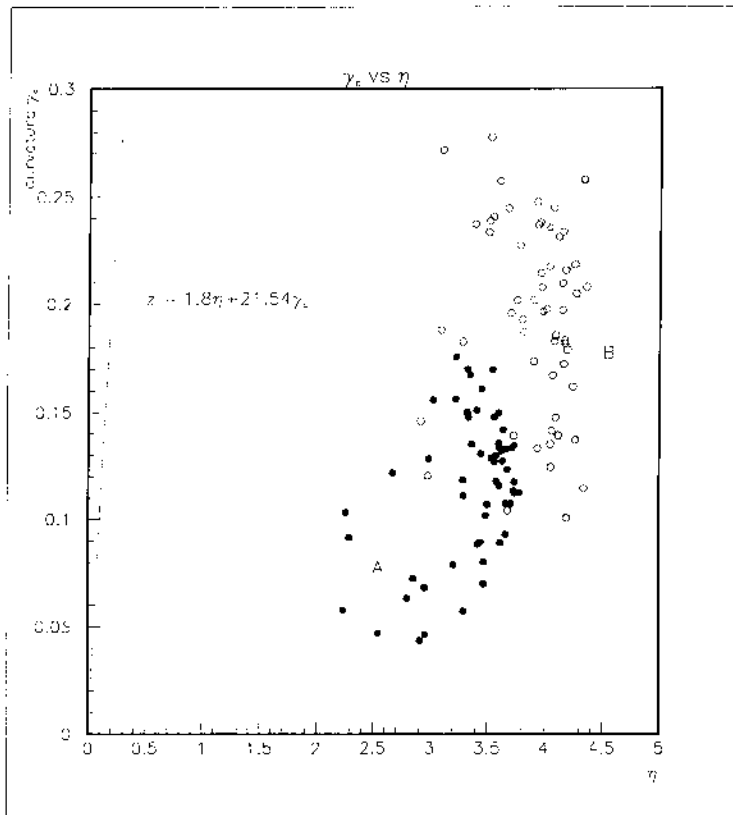


Figura 7.35: combinação das variáveis  $\gamma_c$  vs  $\eta$  obtidas com os detectores de superfície para eventos com  $0 < \theta < 55$  deg, tanto para o caso dos prótons(A) e dos fótons(B)

## 7.9 Tabelas de Dados

Tabela 7.3: Resultados para próton primários com Energia de 1Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{diff}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	0.24	0.02	3.24	0.14	0.02	1.17E-5	0.04E-5	0.19
5	0.23	0.02	3.44	0.15	0.02	1.08E-5	0.03E-5	0.12
10	0.24	0.02	3.35	0.17	0.02	1.11E-5	0.05E-5	0.25
15	0.24	0.03	3.00	0.21	0.04	1.03E-5	0.03E-5	0.16
20	0.24	0.02	3.22	0.20	0.03	1.05E-5	0.05E-5	0.37
25	0.23	0.03	3.26	0.25	0.03	1.14E-5	0.04E-5	0.25
30	0.24	0.04	2.95	0.29	0.05	8.63E-6	0.04E-5	0.20
35	0.24	0.04	2.68	0.30	0.03	8.11E-6	0.06E-5	0.42
40	0.23	0.04	2.30	0.40	0.04	6.96E-6	0.05E-5	0.44
45	0.21	0.05	2.27	0.46	0.05	6.01E-6	0.04E-5	0.27

Tabela 7.4: Resultados para prótons primários com Energia de 3Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{diff}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	0.62	0.02	3.43	0.06	0.03	1.02E-5	0.02E-5	0.27
5	0.55	0.03	3.31	0.16	0.06	1.01E-5	0.03E-5	0.34
10	0.55	0.02	3.55	0.08	0.04	1.13E-5	0.03E-5	0.24
15	0.64	0.02	3.42	0.06	0.03	8.83E-5	0.03E-5	0.42
20	0.61	0.02	3.37	0.07	0.02	9.20E-6	0.03E-5	0.42
25	0.58	0.02	3.32	0.09	0.05	9.91E-6	0.03E-5	0.34
30	0.54	0.02	3.53	0.09	0.04	8.53E-6	0.02E-5	0.28
35	0.54	0.02	3.26	0.10	0.06	7.92E-6	0.02E-5	0.27
40	0.48	0.03	3.25	0.12	0.09	7.51E-6	0.03E-5	0.43
45	0.38	0.03	2.88	0.15	0.07	4.89E-6	0.02E-5	0.39
50	0.37	0.04	2.23	0.22	0.08	3.89E-6	0.03E-5	0.55
55	0.29	0.05	2.22	0.35	0.09	3.54E-6	0.02E-5	0.23

Tabela 7.5: Resultados para próton primários com Energia de 10Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{tdf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	1.80	0.02	3.61	0.03	0.03	9.48E-6	0.2E-6	0.25
5	1.76	0.04	3.56	0.05	0.12	9.98E-6	0.2E-6	0.25
10	1.84	0.03	3.60	0.05	0.07	9.98E-6	0.2E-6	0.25
15	1.76	0.02	3.58	0.03	0.04	8.46E-6	0.2E-6	0.22
20	1.71	0.03	3.70	0.05	0.04	8.95E-6	0.2E-6	0.27
25	1.66	0.04	3.62	0.06	0.05	8.84E-6	0.2E-6	0.32
30	1.64	0.03	3.58	0.04	0.05	8.61E-6	0.1E-6	0.27
35	1.57	0.03	3.45	0.05	0.10	6.84E-6	0.1E-6	0.23
40	1.34	0.03	3.43	0.05	0.08	5.83E-6	0.1E-6	0.33
45	1.23	0.03	3.22	0.06	0.10	5.23E-6	0.1E-6	0.32
50	1.00	0.03	2.79	0.07	0.11	4.25E-6	0.1E-6	0.00
55	0.76	0.02	2.52	0.07	0.06	3.19E-6	0.07E-6	0.20

Tabela 7.6: Resultados para prótons primários com Energia de 30Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{tdf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	4.97	0.09	3.68	0.04	0.10	8.87E-6	0.15E-6	0.09
5	5.26	0.08	3.62	0.03	0.07	8.83E-6	0.20E-6	0.19
10	5.36	0.10	3.58	0.05	0.12	9.04E-6	0.16E-6	0.11
15	5.38	0.01	3.63	0.03	0.07	8.48E-6	0.16E-6	0.12
20	5.20	0.15	3.73	0.07	0.20	8.96E-6	0.23E-6	0.24
25	5.01	0.01	3.72	0.04	0.10	7.91E-6	0.19E-6	0.19
30	4.71	0.01	3.60	0.05	0.15	7.84E-6	0.20E-6	0.27
35	4.68	0.10	3.51	0.05	0.17	7.06E-6	0.19E-6	0.24
40	3.87	0.10	3.44	0.07	0.22	5.95E-6	0.13E-6	0.16
45	3.46	0.13	3.48	0.09	0.41	5.38E-6	0.14E-6	0.22
50	2.83	0.10	2.99	0.08	0.34	4.41E-6	0.14E-6	0.26
55	2.03	0.01	2.90	0.07	0.19	2.98E-6	0.08E-6	0.20

Tabela 7.7: Resultados para prótons primários com Energia de 100Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{ldf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	16.20	0.26	3.68	0.05	0.27	8.22E-6	0.18E-6	0.16
5	17.20	0.24	3.72	0.03	0.21	7.58E-6	0.12E-6	0.08
10	16.40	0.25	3.73	0.04	0.24	7.45E-6	0.13E-6	0.09
15	15.80	0.29	3.75	0.04	0.34	7.50E-6	0.12E-6	0.09
20	16.60	0.22	3.62	0.03	0.20	7.62E-6	0.13E-6	0.09
25	16.00	0.23	3.68	0.03	0.22	7.04E-6	0.13E-6	0.13
30	14.50	0.28	3.73	0.05	0.41	7.15E-6	0.11E-6	0.09
35	14.10	0.31	3.69	0.06	0.53	6.24E-6	0.12E-6	0.14
40	13.10	0.36	3.63	0.06	0.80	5.81E-6	0.13E-6	0.15
45	10.90	0.30	3.49	0.07	0.74	4.80E-6	0.17E-6	0.15
50	8.36	0.36	3.29	0.10	0.55	3.99E-6	0.09E-6	0.13
55	6.16	0.21	2.99	0.08	0.70	3.07E-6	0.08E-6	0.15

Tabela 7.8: Resultados para prótons primários com Energia de 300Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{ldf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	43.90	0.49	3.61	0.03	1.77	7.62E-6	0.06E-6	0.11
5	42.50	0.64	3.66	0.03	1.80	7.77E-6	0.10E-6	0.16
10	45.50	0.67	3.65	0.04	0.63	7.08E-6	0.10E-6	0.09
15	45.50	0.35	3.70	0.02	0.88	7.14E-6	0.05E-6	0.10
20	45.20	0.40	3.72	0.02	0.70	7.02E-6	0.07E-6	0.11
25	44.90	0.10	3.62	0.05	1.58	6.77E-6	0.01E-6	0.18
30	45.50	0.36	3.68	0.02	1.04	6.59E-6	0.08E-6	0.10
35	43.40	0.44	3.63	0.03	1.05	5.78E-6	0.07E-6	0.12
40	39.10	0.11	3.70	0.06	2.52	5.56E-6	0.01E-6	0.18
45	34.70	0.48	3.46	0.03	3.00	4.73E-6	0.05E-6	0.16
50	28.00	0.83	3.21	0.08	2.48	4.23E-6	0.01E-6	0.16
55	19.70	0.39	2.98	0.05	1.88	2.82E-6	0.05E-6	0.14

Tabela 7.9: Resultados para fótons primários com Energia de 1Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{idf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	0.13	0.04	3.13	0.51	0.02	1.82E-5	0.06E-5	0.12
5	0.11	0.05	3.55	0.84	0.02	1.85E-5	0.07E-5	0.18
10	0.12	0.02	3.68	0.28	0.01	1.63E-5	0.06E-5	0.11
15	0.12	0.06	3.60	0.89	0.03	1.71E-5	0.06E-5	0.11
20	0.13	0.03	3.52	0.37	0.02	1.59E-5	0.04E-5	0.08
25	0.13	0.03	3.53	0.48	0.05	1.56E-5	0.05E-5	0.15
30	0.13	0.03	3.39	0.36	0.01	1.60E-5	0.05E-5	0.12
35	0.12	0.02	3.50	0.40	0.03	1.61E-5	0.03E-5	0.09
40	0.11	0.03	3.66	0.48	0.03	1.31E-5	0.05E-5	0.92
45	0.12	0.04	3.06	0.56	0.03	1.26E-5	0.04E-5	0.10

Tabela 7.10: Resultados para fótons primários com Energia de 3Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{idf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	0.21	0.02	4.07	0.15	0.03	1.64E-5	0.05E-5	0.08
5	0.26	0.01	3.92	0.10	0.01	1.69E-5	0.03E-5	0.15
10	0.25	0.03	4.36	0.23	0.08	1.40E-5	0.05E-5	0.53
15	0.24	0.02	4.18	0.16	0.05	1.55E-5	0.04E-5	0.22
20	0.20	0.02	4.34	0.18	0.04	1.72E-5	0.04E-5	0.16
25	0.30	0.01	3.96	0.11	0.01	1.44E-5	0.03E-5	0.15
30	0.26	0.02	3.95	0.17	0.06	1.60E-5	0.03E-5	0.18
35	0.28	0.02	3.98	0.12	0.03	1.39E-5	0.03E-5	0.16
40	0.29	0.02	3.85	0.16	0.05	1.26E-5	0.03E-5	0.21
45	0.31	0.03	3.28	0.23	0.07	1.21E-5	0.03E-5	0.15
50	0.25	0.04	2.90	0.35	0.08	9.65E-6	0.30E-6	0.28

Tabela 7.11: Resultados para fóton primários com Energia de 10Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{idf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	0.55	0.02	4.14	0.09	0.06	1.56E-5	0.03E-5	0.22
5	0.64	0.03	3.92	0.09	0.06	1.57E-5	0.03E-5	0.24
10	0.64	0.06	3.80	0.20	0.22	1.52E-5	0.03E-5	0.36
15	0.70	0.02	4.04	0.06	0.03	1.57E-5	0.02E-5	0.24
20	0.72	0.03	4.27	0.10	0.07	1.37E-5	0.03E-5	0.37
25	0.61	0.05	3.90	0.20	0.27	1.45E-5	0.03E-5	0.34
30	0.76	0.04	4.03	0.12	0.14	1.32E-5	0.03E-5	0.42
35	0.82	0.03	3.94	0.07	0.06	1.36E-5	0.03E-5	0.33
40	0.90	0.03	3.94	0.08	0.09	1.16E-5	0.03E-5	0.39
45	0.76	0.03	4.08	0.09	0.15	9.97E-6	0.24E-6	0.58
50	0.55	0.04	3.73	0.17	0.28	9.24E-6	0.22E-6	0.36
55	0.56	0.04	2.99	0.19	0.27	8.04E-6	0.25E-6	0.57

Tabela 7.12: Resultados para fótons primários com Energia de 30Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{idf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	1.06	0.02	4.15	0.04	0.07	1.40E-5	0.02E-5	0.63
5	1.05	0.05	4.00	0.10	0.39	1.46E-5	0.02E-5	0.38
10	1.28	0.03	4.15	0.06	0.17	1.43E-5	0.02E-5	0.38
15	1.37	0.08	3.77	0.13	0.67	1.35E-5	0.02E-5	2.30
20	1.20	0.03	3.96	0.05	0.10	1.31E-5	0.03E-5	0.67
25	1.37	0.04	4.18	0.07	0.24	1.32E-5	0.02E-5	0.39
30	1.88	0.03	4.16	0.04	0.16	1.24E-5	0.01E-5	0.33
35	1.97	0.04	4.15	0.04	0.19	1.15E-5	0.01E-5	0.00
40	2.23	0.03	4.24	0.03	0.14	1.08E-5	0.01E-5	0.00
45	2.23	0.04	4.13	0.04	0.25	9.35E-6	0.12E-6	0.00
50	1.96	0.04	4.10	0.05	0.39	8.36E-6	0.11E-6	0.00
55	1.31	0.04	3.67	0.07	0.41	6.99E-6	0.10E-6	0.00

Tabela 7.13: Resultados para fótons primários com Energia de 100Eev

$\theta(\text{deg})$	$S_{1000}$	$\Delta S_{1000}$	$\eta$	$\Delta\eta$	$\chi_{idf}^2$	$\gamma_c$	$\Delta\gamma_c$	$\chi_\gamma^2$
0	1.97	0.05	4.06	0.05	0.24	1.23E-5	0.02E-5	0.88
5	1.43	0.04	3.78	0.07	0.18	1.30E-5	0.03E-5	0.79
10	1.96	0.03	4.07	0.04	0.13	1.23E-5	0.02E-5	0.73
15	2.88	0.08	4.17	0.06	0.44	1.21E-5	0.01E-5	0.25
20	3.33	0.06	4.05	0.04	0.23	1.12E-5	0.01E-5	0.28
25	3.35	0.05	4.15	0.04	0.22	1.22E-5	0.03E-5	0.61
30	3.66	0.15	4.05	0.09	0.83	9.45E-6	0.13E-6	0.33
35	5.58	0.16	3.94	0.07	0.21	8.95E-6	0.12E-6	0.31
40	6.04	0.21	4.16	0.08	0.95	9.14E-6	0.20E-6	0.34
45	5.64	0.12	4.10	0.05	0.39	9.08E-6	0.23E-6	0.58
50	5.26	0.25	4.30	0.13	1.02	7.76E-6	0.08E-6	0.12
55	4.86	0.12	4.19	0.06	1.39	6.77E-6	0.10E-6	0.48

# Capítulo 8

## Conclusões

Até a presente data não conhecemos modelos para determinar as fontes de partículas de alta energia . Com o advento do Observatório Pierre Auger entramos no estágio do desenvolvimento de métodos para a identificação dos componentes primários de raios cósmicos com energias muito altas  $E > 100TeV$ . Neste sentido, a relevância deste trabalho está no fato que estabelecemos modelos para a identificação das componentes primárias em uma faixa de energia ainda desconhecida. Esta tese concentrou-se na informação que pode ser extraída dos detectores de superfície (estrutura espacial e estrutura temporal).

O objetivo principal deste trabalho foi encontrar um método que permita diferenciar dois tipos de primários(próton e fótons) usando as informações fornecidas pelos detectores de superfície .

Para a construção do método para a identificação das componentes primarios, foi feita a simulação de 120 chuveiros para cada valor de energia e para diferentes ângulos de entrada na atmosfera (  $0^0$  e  $55^0$ , e com uma variação de 5 em 5 graus). Os chuveiros foram simulados com energias de  $10^{18}$ ,  $3 \times 10^{18}$ ,  $10^{19}$ ,  $3 \times 10^{19}$ ,  $10^{20}$ , para cada primário.

Tanto para o caso dos prótons como para os fótons, foram extraídas as variáveis mais importantes usando os dados produzidos na simulação . Usamos o programa de simulação



AIRES para gerar os chuveiros e o programa *sample* para reconstruir as amostras nos tanques. Com o objetivo de controlar as flutuações e trabalhar dentro do contexto dos dados reais, no processo de simulação dos chuveiros foi utilizado um *thinning* relativo de  $10^{-7}$ . Para a reconstrução das amostras no tanque foi utilizado o programa *sample*, o qual lê os arquivos gerados pelo programa de simulação AIRES. O programa *sample* nos fornece informação tanto da parte espacial (número de partículas pra diferentes distâncias ao eixo do chuveiro) como a temporal (tempos de chegada nos detectores  $t_{10}$ ,  $t_{50}$ ,  $t_{90}$ ). Cada chuveiro simulado foi deslocado 10 vezes em forma aleatoria, portanto os resultados podem apresentar uma correlação artificial. Consideramos como uma primeira aproximação que não existe assimetrias ao redor do ângulo  $\phi$ , portanto os parâmetros relevantes no processo foram a distância  $r$  dos tanques ao centro do chuveiro e a forma como foi definida a região da redistribuição das partículas, e o valor de  $\delta$  o qual pode ser controlado em forma externa pelo usuario (arquivo de entrada do *sample*). Além do mais no caso real assumimos que conhecemos o ângulo de chegada, o qual pode ser determinado através de uma reconstrução geométrica. Uma vez feita a reconstrução procedeu-se ao ajuste de dados para cada conjunto de energias e ângulos. Para o ajuste dos dados foram escolhidos somente os tanques que registraram 4 VEM como mínimo e localizados entre 500 e 1500 metros do eixo do chuveiro. A escolha de esta faixa de distâncias foi feita com a finalidade de atenuar as flutuações causadas pela componente eletromagnética ( $r < 500m$ ) e para conservar o perfil  $r^{-\eta}$  (até 1500m). Com estas considerações feitas procedeu-se ao cálculo e ajuste das LDF. A partir das LDF procedeu-se extrair os parâmetros necessários que nos permitiram caracterizar cada tipo de primário. Estes parâmetros foram a densidade de partículas à distância de 1000m do eixo do chuveiro ( $S_{1000}$ ) e a inclinação da LDF ( $\eta$ ).

Para caracterizar as LDF o conjunto de dados obtidos da simulação foi ajustado usando a função  $S = S_{1000}(r/1000)^{-\eta}$ . A escolha desta função é devido que na atualidade é usada pela colaboração para o ajuste de dados. Os valores de  $S_{1000}$  e  $\eta$  obtidos na simulação estão nas tabelas de dados (seção 7.9).

A resposta do detector de superfície permite uma estimativa da energia do raio cósmico primário, o qual é obtido através do valor  $S_{1000}$ . Para o caso da densidade de partículas  $S_{1000}$  dos prótons foi feita uma estimativa do erro relativo usando a equação (6.11) para valores de  $\eta$  os quais variam entre 2.2 e 3.6 (resultados de  $\eta$  para prótons primários) com o qual encontrou-se o valor do erro ao redor do 28% ( $\eta \sim 3.6$ ) ou menos, para um valor de  $\delta = 0.15$ . Entretanto que para o caso dos fótons o erro relativo foi maior. Para valores de  $\eta$  que variam entre 3 e 4 obteve-se um erro ao redor de 36% ( $\eta \sim 4$ ) ou menos. Foi feita uma parametrização arbitrária da energia obtendo como resultado a equação (7.19) para o caso dos prótons e equação (7.20) para o caso dos fótons. O cálculo da relação da energia com o valor de  $S_{1000}$  foi diferente para os dois casos (prótons e fótons). Para o caso dos prótons o valor de  $\beta$  na equação (7.13) foi aproximado ao valor fixo  $\beta = 0.92$ , o qual é um comportamento global de  $\beta$  para diferentes ângulos de observação. Para o caso dos fótons o valor de  $\beta$  varia com o ângulo  $\theta$  em forma linear, como primeira aproximação ( $\beta = 0.56 + 0.40\theta$ ). Nas figuras (7.28) e (7.29) pode-se ver a precisão dos valores das energias calculado com as parametrizações feitas neste trabalho ( equações 7.19, e 7.20). Para o caso dos prótons a precisão no cálculo da energia esta dentro do esperado (ao redor do 20%), no entanto para o caso dos fótons é muito pobre e pode obedecer ao fato que a função usada no ajuste dos dados(LDF) não é a mais adequada, porém no futuro esta função deve modificada usando os dados reais. Além do mais no caso dos fótons

a situação é ainda mais complicada, devido ao desenvolvimento mais lento e flutuante a situação torna-se mais complexa, a evolução do perfil da LDF é muito diferente do perfil dos prótons (núcleos). Esta diferença é devido a que para o caso dos fótons, para chuveiros quase verticais quando atingem o solo eles são ainda muito *jovens*. Na medida que o ângulo  $\theta$  aumenta o desenvolvimento longitudinal aumenta até atingir o máximo, isto pode ser entendido da seguinte maneira: o número de partículas aumenta na medida que  $\theta$  aumenta, até atingir o máximo para um determinado ângulo e depois devido à atenuação diminui, o que é diferente dos prótons, os quais atingem os detectores depois do desenvolvimento longitudinal máximo. Baseado nas simulações observou-se que o valor de  $S_{1000}$  sofre mudanças a partir de 10EeV (veja figura 7.26) o qual é um indicador da presença do efeito *lpm* a partir dessa energia. A partir da LDF pode-se extrair também outro parâmetro o qual não depende da energia e nos fornece informação da inclinação ( $\eta$ ) da função de distribuição lateral. Para caso dos prótons a dependência deste parâmetro ( $\eta$ ) com o ângulo  $\theta$ , os resultados são parecidos com os feitos em trabalhos anteriores [19], no entanto para o caso dos fótons o valor de ( $\eta$ ) foi calculado em forma similar. Este parâmetro ( $\eta$ ) foi usado junto com a curvatura  $\gamma_c$  para identificar a natureza do primário. Para o análise da curvatura foram escolhidos os tanques que registraram 4 VEM e que estiveram compreendidos entre 0 e 1200 metros para fazer uma aproximação esférica perto do eixo do chuveiro. A curvatura a qual diminui continuamente com o desenvolvimento do chuveiro, fornece informação sobre o estado do desenvolvimento longitudinal. Observou-se que curvatura dos fótons é maior do que dos próton (veja figura 7.9, 7.33). Pode-se observar que a curvatura serve para discriminar ainda para energias de 1EeV. Isto pode ser explicado da seguinte forma, para o caso dos prótons (ou núcleos) o processo princi-

pal é o processo hádrônico, enquanto que para os fótons é um processo secundário. As diferenças temporais podem ainda ser mais acentuadas devido à supressão dos processos eletromagnéticos (efeito LPM), que tornam a componente eletromagnética mais retardada. Para este trabalho foram ajustados os tempos de chegada  $t_{10}$ , que o tempo medido nas fotomultiplicadoras até se acumular o 10% do sinal (sinal que está composto pelos múons produzidos nas interações hadrônicas).

Para o processo de identificação dos primários foi usado o método de Fisher, usando a inclinação ( $\eta$ ) da LDF, e a curvatura ( $\gamma_c$ ), este método nos permite diferenciar um próton de um fóton. A partir dos cálculos feitos neste trabalho temos uma média global dada por:

$$z_0 = a_{11}\left(\frac{\bar{\beta}_p + \bar{\beta}_f}{2}\right) + a_{12}\left(\frac{\bar{\gamma}_{cp} + \bar{\gamma}_{cf}}{2}\right) \rightarrow z_0 = 9.99 \sim 10.0 \quad (8.1)$$

além do mais temos que :

$\bar{z}_p = 8.88$  ,  $\bar{z}_f = 11.11$ , onde  $\bar{z}_{p/f}$  é a média dos valores projetados no eixo  $z$  por conseguinte  $\bar{z}_p < \bar{z}_f$

usando este fato podemos concluir que para um evento dado com  $(\eta_x, \gamma_{cx})$ :

se  $z_x > z_0 \rightarrow$  fóton ou,

se  $z_x < z_0 \rightarrow$  próton. Além do discriminante de Fisher temos o *risetime*, que também está relacionado com o desenvolvimento longitudinal do chuveiro, e o qual nos oferece a possibilidade de reforçar ainda mais o critério de separação dos primários. A informação que o *risetime* fornece está relacionada com o conteúdo de múons na frente do chuveiro, os quais atingem os detectores mais cedo que a componente eletromagnética. Combinando a informação de essas duas variáveis que podem ser extraídas dos detectores de superfície : a inclinação da LDF, curvatura, e o critério do *risetime* como reforço nos permitiria definir

uma forma de isolar possíveis fótons de um conjunto de primários hadrônicos. Apesar que o *risetime* e a curvatura possam aparecer como medidas "parecidas", elas são diferentes; enquanto a curvatura é uma medida global, o que significa que para construir o perfil da curvatura precisa-se medir os tempos  $t_{10}$  dos tanques atingidos, enquanto o *risetime* é uma medida local, ou seja o *risetime* é medido em cada tanque. Neste trabalho foi apresentado o *risetime* para tanques atingidos entre 600 e 800 somente para destacar as diferenças para cada primário. Em um trabalho com dados reais o *risetime* deve-se medir tanque a tanque.

Os resultados obtidos neste trabalho mostram que é possível realizar um diagnóstico completo de um evento explorando a informação que fornecem os detectores de superfície (tanques Cherenkov), pois permitem a construção de um método de separação assim como também uma parametrização empírica da energia baseado no estudo da parte espacial e temporal dos eventos (chuveiro). Por enquanto esta parametrização da energia obtida neste trabalho é suficiente. Para o caso da curvatura é preciso incluir no futuro a parte eletromagnética, com a qual as aproximações feitas têm que ser modificada. Apesar que a probabilidade de um fóton entrar na atmosfera sem ser afetado pelo campo geomagnético da Terra, seja muito baixa, o observatório Auger quando completo permitira ter um fundo de hádrons onde, alguns eventos "anormais" serão suficiente para saber se trata-se de um fóton não convertido ou de um próton (hádron).

# Referências

- [1] V.Hess *Observations of the penetrating radiation on seven ballon flights*". Physik. Zeitschr.,**13**:1804, (1912)
- [2] P.Auger et al. *Extensive cosmic-rays showers*. Review of Modern Physics, **11**:288-291,(1939).
- [3] J. Linsley. Phys. Rev. Lett. **10**:146-148, (1963).
- [4] Auger Collaboration "*The Pierre Auger Observatory Design Report*".2nd ed. Fermilab.(1997)
- [5] Pryke, Clement GAP-98-006, Auger project technical note. *Auger: what, why and How?*
- [6] K. Greisen, Phy. Rev. Lctt. **16**, 748(1966), G.T. Zapsetin, V. A. Kuzmin, JETP Letters, **4** 78(1996).
- [7] E.Fermi, Phy. Rev. **75**, 1169 (1949).
- [8] T.K. Gaisser. Hillas. Proc. 15th Internacional Cosmic Ray Conference,(8), 353 (1997).
- [9] T.K.Gaisser,"*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press(1990)
- [10] Hcitle, W. 1944, Quantum theory of Radiation (Oxford University Press)2nd edition

- [11] DM Edge, AC Evans, HJ Garmston. *J.Phys.A:Math Nucl.* Vol6, October (1973).
- [12] M.A. Lawrence R.J.O. Reid and A.A. Watson, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*;17 (1991) 733
- [13] G. Cunnigahm et al, *Ap. J.*,236(1980)L71
- [14] S.J.Sciutto.AIRES "A System for Airshower Simulations". Version 2.2.0 GAP-99-044. and reference manual.June 11,(1998).
- [15] A.M. Hillas, *Nucl. Phys. B(Proc. suppl.)*,**52B**, 29 (1997); A.M. Hillas, Proc. 19th ICRC (La Jolla), **1**, 155 (1985).
- [16] National Aeronautics Administration(NASA), National Oceanic and Atmospheric Administration(NOAA) and US Air Force, *US standard atmosphere 1976*, NASA technical report NASA-TM-X-74335, NOAA technical report NOAA-S/T-76-1562(1976).
- [17] R.C. Weast(editor), *CRC handbook of chemistry and physics, 61st edition*,pp F206 - F213, CRC Press, Boca Raton (FL, USA)(1981).
- [18] <http://lpne-auger.in2p3.fr/billoir>
- [19] Pierre Billoir, "Reconstruction of showers with the Ground Array: Status of the prototype program". L.P.N.H.E. Paris VI-VII, (2000).
- [20] Pierre, Billoir, *Natural and Artificial Fluctuations in the Auger Surface Detector*
- [21] Pierre Billoir, "Reconstruction of first year EA events from the Surface Detector". L.P.N.H.E. Paris VI-VII.

- [22] P.Billoir, X. Bertou, S. Dagoret-Campagne, A. Letessier-Selvon, B. Revenu, "*Photon/Hadron Separation with the Auger Observatory*". L.P.N.H.E. CNRS/Universités Paris VI et VII place Jussieu, 75252.
- [23] K.Kim, C. Song, P. Sokolsky, Physics Department, University of Utah, Salt Lake City, Utah, 84112
- [24] B. McBreen, C.J. Lambert: *Phy. Rev. D*24, 2536 (1981)
- [25] T. Erber: *Rev. Mod. Phys.* 38, 626 (1966)
- [26] R. Walker and A. A. Watson, *J. Phys. G*7, 1297(1981).
- [27] Cowan, Glen *Statistical Data Analysis*, Claredon Press, Oxford, 1998
- [28] Pierre Billoir, "*Parametrization of the Relations Between Primary Energy and  $S(1000)$  in Surface Detector*". GAP 2002-075.
- [29] Clement Pryke. "*Instrumentation development and experimental design for a next generation detector of the highest energy cosmic rays*" Thesis (1996).
- [30] A.M.Hillas. "*The origin of ultra-high cosmic rays*". *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, 22:425-444, (1984).
- [31] B.Rossi, R.Greisen, *Rcv. Mod. Phy.*, **13**, 243(1941)
- [32] B.Rossi, *High-Energy Particles*, Prentice Hall Inc.(1952)
- [33] O.Klein, Y.Nishima, *Zcits. f.Physik*, **52**, 853(1929)
- [34] H.A.Bethe, *Phys. Rev.*, **89**, 1256(1953)



# **“SEPARAÇÃO DE PRÓTONS DE FÓTONS PRIMÁRIOS DE ALTAS ENERGIAS NO OBSERVATÓRIO PIERRE AUGER”**

**FERNANDO JOEL VIZCARRA SIGUAS**

Tese apresentada no Centro  
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho  
Nacional de Desenvolvimento Científico e  
Tecnológico, fazendo parte da Banca Exa-  
minadora os seguintes Professores:

Ronald Cintra Shellard/CBPF

Hiroshi Nunokawa/PUC-RJ

João Ramos Torres de Melo Neto/UFRJ

João Carlos Costa dos Anjos/UERJ

José Abdalla Helayel Neto/CBPF

Rio de Janeiro, 31 de agosto de 2004